Oceanog. Soc. Japan Journal
17(3)

日本海洋學會誌

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

Volume 17, Number 3 SEPTEMBER 1961

CONTENTS

高野健三: 海洋の大循環 (仏文).....121~131

K. TAKANO: *Circulation Generale Permanente dans les Oceans (in French)* ..... 121~131

高野健三: 海水の定常大循環 第2部(仏文).132~140

K. TAKANO: *Circulation Generale Parmanente dans les Oceans—Deuxieme partie (in French)* .....132~140

庄司太郎: 日本沿岸の日平均水位の変動について (英文).....141~152

D. SHOJI: *On the Variations of the Daily Mean Sea Levels along the Japanese islands* ....141~152

三好 寿: チリ地震津波をめぐつて IV. ....153~156

H. MIYOSHI: *On the Tsunami of May 24, 1960* IV. *(in Japanese)* .....153~156

今井嘉彦: 元素の挙動に関する海洋化学的研究 V. 浦戸湾における海水中の無機リン含有量におよぼす陸水および底土の影響について.....157~160

Y. IMAI: *Oceanographical Studies on the Behaviour of Chemical Elements V. On the Influences of Land Water and Sediment upon the Quantity of Inorganic Phosphate Contained in the Sea Water of Urado Bay (in Japanese)*. 157~160

今西 襄: 海洋魚における無機化学成分の研究 XII. 海洋魚におけるマンガンの分布について....161~164

N. IMANISHI: *Studies on the Inorganic Chemical Constituents of Marine Fishes XII. On the Distribution of Manganese in Marine Fishes (in Japanese)* .....161~164

寄稿..... 165

Correspondences..... 165

録事.....166~167

Proceedings .....166~167

Published quarterly by the

Oceanographical Society of Japan

c/o Geophysical Institute, University of Tokyo

Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

日本海洋学会

日本海洋学会誌編集委員会

委員長　菱田耕造（気象研究所）
委　員　星野通平（水路部）
市村俊英（東京教育大学）
梶浦欣二郎（東京大学）
森田良美（東京水産大学）
南日俊夫（気象研究所）
杉浦吉雄（気象研究所）
宇田道隆（東京水産大学）
宇野木早苗（気象研究所）

日本海洋学会誌投稿規定

1. 投稿資格　報文の投稿者は，原則として本会々員に限る。但し会員外の協同研究者を含むことは差支えない。

2. 報文の受理　編集委員会が報文を受理した日をもつて受理日と定める。尚受理報文は，原則としてすでに公の会で講演されたもので，未印刷のものに限る。特に日本海洋学会の年会又は月例会で講演されたものであることが望ましい。原稿には講演の年月日・会名・場所を附記されたい。

報文の原稿は，東京都文京区向ケ丘弥生町東京大学理学部地球物理学教室内 日本海洋学会事務局 宛直送のこと。

3. 報文の用語　報文は，和文又は欧文（原則として英語）の何れでもよい。

4. 原稿の書き方　報文は簡潔にわかり易く書き，図表を含めて**印刷頁で 12 頁以内**（和文では 400 字詰原稿用紙図表を含めて約 54 枚以内，欧文では通常のタイプライター用紙に，ダブル・スペース 25 行で，図表を含めて約 30 枚以内）を原則とし，それを超える時は，1 頁につき 1,500 円の実費を申受ける。**なお著者は必ず原稿の写しを保管しておくこと。**

原稿を書く時には，次のことがらに留意されたい。

（a）　和文原稿は，原稿用紙に読み易い字体で書き，欧文原稿は厚手の用紙にダブル・スペースでタイプすること。

（b）　報文の始めには，題名・著者名・所属機関名を明示すること。和文（英文）原稿では，之等の項目を英文（和文）でも附記すること。

（c）　論文には，**和文・欧文いずれも必ず英文の要約をつけること。**

（d）　図はそのまま版下になるように，黒インク又は墨で書くこと。図の大きさ(特に図の中の数字等)は印刷時の縮少を考慮して書くこと。

（e）　図及び表は必要なもののみに限る。

（f）　図及び表には必ず説明をつけ，和文原稿でも図表の説明は英文で書くこと。

（g）　数式は行を開けて，明瞭に書くこと.

（h）　引用文献は，報文の最後にまとめてつけ，和文の場合には通し番号をつけ番号順に，欧文の場合には，著者のアルファベット順に並べること。

例

和文　3)　深海太郎 (1960)：黒潮の変動について，日本海洋学会誌，**16** (5)，250–260.

英文　SHINKAI, TARO (1960): On the fluctuation of the Kuroshio. Jour. Oceanogr. Soc., Japan, **16** (5), 250–260.

（i）　人名（和文中の外国人名を含む）はスモール・キャピタルを用いる。

5. 編集　日本海洋学会誌の編集は，編集委員会で行う。編集委員会は，事情により原稿中の字句の加除訂正を行い，或いは著者に請求することがある。内容の如何によつては，原稿を受理しないことがある。初校は原則として著者が行う。

6. 別刷　論文及び寄稿には一編につき 50 部の別刷を無料で著者に進呈する。これ以上の部数に対しては，実費（送料を含む）を徴収する。

7. 発刊予定日

第 1 号は 3 月末日　第 2 号は 6 月末日
第 3 号は 9 月末日　第 4 号は12月末日である。

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 3. September 1961

Circulation Générale Permanente Dans les Océans*

Kenzo TAKANO**

Résumé : Je me propose de construire un modèle simplifié, idéalisé du champs de vitesse des courants dûs à la circulation générale permanente dans un océan de forme rectangulaire, établie à la fois par la force d'entraînement du vent et par la variation de la densité à la surface, entretenue par le flux de chaleur que reçoit effectivement la surface de l'océan. Dans la première partie se montre une solution du problème avec les hypothèses: 1° La profondeur de l'océan est constante. 2° Les coefficients du frottement turbulent et de la diffusion turbulente sont constants partout. 3° Le gradient vertical de la densité de l'eau ne s'écarte pas beaucoup d'une constante donnée à priori. 4° Les termes non linéaires dans les équations du mouvement sont complètement négligeables. Dans l'équation de densité, on n'a qu'à tenir compte du terme provenant du gradient vertical de la densité multiplié par la vitesse verticale. 5° Le gradient vertical de la vitesse est nul au fond. Le problème étant ainsi linéarisé, la solution se compose de courants entraînés par la force du vent et de courants de convection établis par la variation de la densité donnée à priori à la surface, bien distinctes les uns des autres. La deuxième partie, consacrée au calcul numérique, présente un aspect général de la circulation dans le Pacifique ou l'Atlantique. La force d'entraînement du vent ne joue qu'un rôle très faible dans l'intensification ouest des courants. Le Kuroshivo et le Gulf Stream s'établissent principalement par la convection. Il se trouve, également grâce à la convection, les courants qui se dirigent vers l'équateur au-dessous du Kuroshivo et du Gulf Stream, et dont l'ordre de grandeur de vitesse s'accorde avec celui de la vitesse directement mesurée. Il semble que l'effet du vent ne se manifeste très net que dans la région équatoriale.

1. Introduction

Depuis la note de STOMMEL (1948) concernant le transport de masse dû à la circulation générale induite par la force d'entraînement du vent dans un océan rectangulaire, note qui la première a montré le transport de masse très fort le long de la côte ouest par la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude, plusieurs recherches théoriques ont porté sur le même sujet en océan, soit rectangulaire, soit triangulaire, soit sphérique (MUNK, 1950; MUNK et CARRIER, 1950; HIDAKA, 1950, 1951; SAINT-GUILY, 1956; etc,) et complété le résultat de STOMMEL en introduisant deux coefficients de turbulence, l'un vertical, l'autre latéral, dans les équations du mouvement. Ainsi, ces auteurs ont-ils réussi à confirmer les caractéristiques principales du transport de masse dans le Pacifique et l'Atlantique. On a eu alors l'impression que c'est bien la force d'entraînement du vent qui établit la circulation générale, le Kuroshivo et le Gulf Stream.

La théorie de la circulation générale reste, toutefois, encore embryonnaire.

Bien que ces recherches théoriques permettent de représenter l'aspest général du transport de masse dans le Pacifique ou l'Atlantique, elles sont absolument incapables de représenter les courants eux-mêmes, étant donné que la solution s'appuie essentiellement sur l'intégration des équations du mouvement et l'équation de continuité depuis la surface jusqu'au fond. Il est à noter que les courants et le transport de masses sont deux quantités distinctes et que l'intensification ouest du transport de masse montrée par les auteurs précités ne signifie pas, en principe, que les courants se trouvent intensifiés dans une couche superficielle à l'ouest de l'océan. En fait, personne n'a montré que l'effet du vent est borné dans une couche superficielle de 1000～1500 m d'épaisseur et que les courants entraînés par la force du vent n'ont pas de vitesse sensible dans la couche profonde. En somme, on ne sait rien du tout si les courants forts observés dans une couche superficielle se produisent par la force du vent ou par d'autres facteurs quelconques.

* Received April 17, 1961.
** Geophysical Institute, University of Tokyo.

Lorsqu'il s'agit de la vitesse des courants elle-même, on s'heurte à de nombreuses difficultés. La turbulence intervient plus ou moins dans le régime des courants ainsi que dans celui du transfert de la chaleur et de la salinité, cependent la théorie et les mesures de la turbulence océanique sont encore loin d'être achevées. Les équations du mouvement et l'équation de continuité sont non linéaires. D'ailleurs, les courants sont sujets à des fluctuations dans le temps, les mesures directes de la vitesse des courants, notamment de la vitesse verticale sont très difficiles, ce qui ne permet pas de contrôler facilement la validité d'un modèle construit sur quelques hypothèses simplificatrices, en comparaison des résultats obtenus par les observations.

Charney (1955) et Morgan (1956) ont construit une théorie non linéaire par l'introduction des termes d'inertie au lieu de ceux du frottement latéral dans les équations du mouvement, et réussi à montrer que des courants forts en sont également produits à l'ouest de l'océan. Exactement parler, ils ne montrent presque rien, eux non plus, de la structure verticale des courants, puisqu'ils supposent, au moins implicitement, que les courants sujets à la relation géostrophique dans l'océan central, se concentrent déjà en couche superficielle à l'extrérieur du Gulf Stream. La théorie linéaire se traduit par l'introduction d'un coefficient de frottement latéral relativement grand de l'orde de $10^7 \sim 10^8$ C.G.S. Il se peut qu'il soit trop grand (Stommel, 1955). Néanmoins, notre connaissance actuelle du frottement turbulent n'est pas encore compétente pour conclure définitivement laquelle des théories linéaire et non linéaire est plus admissible.

Plus récemment, Hidaka (1955) et Hassan (1958) ont essayé de construire des modèles de la circulation générale par la vitesse elle-même, sans intégration des équations, en supposant que la densité de l'eau soit une constante et que la vitesse verticale s'annule partout. Ces deux hypothèses sont trop restrictives.

En 1955, Linejkin (1955a) a publié une note relative aux courants entraînés par la force du vent dans un canal de longueur indéfinie et de profondeur indéfinie où la densité de l'eau augmente presque linéairement avec la profondeur. Elle est suivie par une série de notes publiées l'une après l'autre (Linejkin, 1955b, 1956, 1957a, b). Egalement en 1955, j'ai abordé le problème des courants entretenus par une distribution de densité donnée à priori à la surface d'un océan indéfiniment étendu dans le sens est-ouest (Takano, 1955a, c). Nous nous sommes tous les deux appuyés sur l'hypothèse: la densité varie d'une manière linéaire avec la profondeur en état fondamental, c'est-à-dire la stabilité verticale est une constante positive, et la déviation de la densité en est petite lorsque le champs de densité fondamental est perturbé par les courants établis par la convection ou la force d'entraînement du vent. Ainsi la distribution de la densité donnée à la surface ou celle de la force du vent ont-elles complètement déterminé celle des courants aussi bien que celle de la densité à l'intérieur de l'océan. La variation du paramètre de Coriolis avec la latitude n'est pas très importante dans nos cas. Mes résultats les premiers montrent que les courants de convection ne sont pas négligeables devant les courants entraînés par la force du vent, alors que la géométrie des frontières latérales supposée ne permet pas d'appliquer directement nos résultats à un océan tel que le Pacifique ou que l'Atlantique.

Ensuite j'ai obtenu une solution dans un océan rectangulaire dont les dimensions sont comparables à celles du Pacifique, en supposant que la densité à la surface soit connue à priori et que la stabilité verticale fondamentale soit nulle partout (Takano, 1955b, d). Cette dernière est une hypothèse très restrictive. Il est, toutefois, à noter que même dans ce modèle trop simplifié, trop idéalisé, la composante de la vitesse horizontale orientée vers le pôle ou l'équateur se trouve sensiblement intensifiée à l'est et à l'ouest de l'océan.

En 1957, Stommel et Veronis (1957) ont évalué l'effect de la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude dans le problème étudié par moi (1955a, c), en partant des équations géostrophiques et en supposant que l'océan n'ait pas de frontière.

Peu après, Robinson et Stommel (1959) ont publié une note relative au mécanisme de la

formation du thermocline. Dans l'équation de température, ils ont remplacé le gradient méridien de la température par une constante supposée connue et, contrairement à des travaux précédents, la vitesse verticale par une constante, inconnue à priori, au lieu de remplacer le gradient vertical de la température par une constante. Ils ont conclu que la vitesse verticale est partout vers le haut en mi-profondeur de l'océan sauf dans les régions polaires et que la force d'entraînement du vent est essentiellement importante dans la circulation abyssale.

Dans le but de déterminer l'aspect général de la circulation dans un modèle où il existe une remontée uniforme à un certain niveau profond, STOMMEL, ARON et FALLER (1958) ont fait une expérience dans un bassin cylindrique rotatoire dans lequel la variation radiale de la profondeur de l'eau due à la force centrifuge de la rotation peut être considérée comme équivalente à celle du paramètre de Coriolis avec la latitude. L'expérience a confirmé l'existance des courants forts orientés vers l'équateur le long de la frontière ouest. Cela est bien en accord avec le résultat approché, obtenu par les équations géostrophiques et l'équation de continuité. Encouragés par ce résultat favorable, STOMMEL et ARON (1960a, b) ont développé leur théorie hypothétique de la circulation abyssale.

Une autre note relative à la formation du thermocline a été publiée par WELANDER (1959) qui a complètement négligé le frottement turbulent et la diffusion turbulente et obtenu une solution purement non linéaire. Son résultat est partiellement pareil à celui de ROBINSON et STOMMEL. Encore on ne sait si sa modèle purement non linéaire représente plus précisément que des modèles plutôt linéaires ce qui se passe dans la nature.

Dans cette note, je me propose de construire, par les trois composantes de la vitesse, un modèle de la circulation générale induite à la fois par la force d'entraînement du vent et par le flux de chaleur reçu à la surface d'un océan.

Je me permets, tout d'abord, de faire les hypothèses et les simplifications:

1° L'océan est de forme rectangulaire.
2° Le système de coordonnées rectangulaire est utilisé.
3° Le mouvement est permanent.
4° Les termes non linéaires dans les équations du mouvement sont négligeables.
5° Les termes non linéaires dans l'equation de densité sont également négligeables à l'exclusion du terme concernant le gradient vertical de densité.
6° Les coefficients de turbulence sont constants partout.
7° La densité varie presque linéairement avec la profondeur, comme l'avons fait LINEJKIN et moi en 1955. Elle est constante au fond.
8° La pression est considérée comme égale à la pression hydrostatique.
9° Le frottement est nul au fond.

Les hypothèses 4° et 5° font mon modèle tout différent de celui de CHARNEY et MORGAN et de celui de WELANDER.

La première partie est consacrée à la construction d'une solution et dans la deuxième partie se montre le résultat d'un calcul numérique et se construit un nouveau modèle du champs de vitesse dans le Pacifique.

PREMIERE PARTIE

2. Mise en équation du problème

Jusqu'ici j'ai fait plusieurs hypothèses simplificatrices dont la plus restrictive: termes non linéaires complètement négligeables dans l'équation de densité dans des notes (TAKANO, 1955b, d, 1959, 1960b) et solution indépendante de la longitude dans d' autres notes (TAKANO, 1955a, c, 1960a). Je me propose donc d'apporter des améliorations aux résulats de celles-là par l'introduction d'une stabilité verticale fondamentale ou aux résultats de celles-ci par l'introduction de deux frontières méridiennes à l'est et à l'ouest de l'océan.

Les équations du mouvement s'écrivent:

$$A\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}+B\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+fv=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}\,, \qquad (1)$$

$$A\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}+B\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-fu=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}\,, \qquad (2)$$

$$0=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-g\,, \qquad (3)$$

où les axes OX, OY et OZ sont orientés respectivemet vers l'est, le nord et le bas, u et v les deux composantes de la vitesse horizontale,

p la pression, f le paramètre de Coriolis, ρ la densité, A et B les coefficients de frottement et g l'accélération de la pesanteur.

L'équation de continuité s'exprimera par:

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0\,, \qquad (4)$$

$$w\beta_0=A'\frac{\partial^2\rho}{\partial z^2}\,, \qquad (5)$$

où w désigne la composante verticale de vitesse, A' le coefficient de diffusion turbulente et β_0 la stabilité verticale fondamentale donnée à priori.

Le système d'équations (1) à (5) est linéaire, ce qui permet de séparer la solution en deux parties distinctes: l'une due aux courants de convection et l'autre due aux courants entraînés par la forcedu vent. On écrit ainsi:

$$\left.\begin{aligned} u&=u(Q)+u(\tau)\,,\\ v&=v(Q)+v(\tau)\,,\\ w&=w(Q)+w(\tau)\,,\\ \rho&=\rho(Q)+\rho(\tau)\,,\\ p&=p(Q)+p(\tau)\,. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

où Q est le flux de chaleur reçu à la surface et τ la force d'entraînement du vent.

En principe, les conditions à la surface ($z=0$) et au fond ($z=H$) doivent s'écrire, pour la première partie concernant la convection:

$$\frac{\partial u(Q)}{\partial z}=\frac{\partial v(Q)}{\partial z}=w(Q)=0\,, \quad \text{pour } z=0,\ H\,,$$

$$A'\frac{\partial\rho(Q)}{\partial z}=\alpha_0 Q\,, \quad \text{pour } z=0,\,,$$

$$\rho(Q)=0\,, \quad \text{pour } z=H\,,$$

et pour la deuxième partie par laquelle sont représentés les courants entraînés par la force du vent:

$$\left.\begin{aligned} A\frac{\partial u(\tau)}{\partial z}&=-\tau_x=-T_x\cos\alpha y\,,\\ A\frac{\partial v(\tau)}{\partial z}&=-\tau_y=-T_y\sin\alpha y\,,\\ \frac{\partial\rho(\tau)}{\partial z}&=w(\tau)=0\,, \end{aligned}\right\} \quad \text{pour } z=0\,,$$

$$\frac{\partial u(\tau)}{\partial z}=\frac{\partial v(\tau)}{\partial z}=w(\tau)=\rho(\tau)=0, \quad \text{pour } z=H\,.$$

Cependant l'effet de la force du vent sur la distribution de densite à la surface n'est peut-être pas, *grosso modo*, essentiellement important (Takano, 1961). Cela permet de mettre pour $z=0$:

$$\rho(Q)=\rho_0 \quad \text{au lieu de} \quad A'\frac{\partial\rho(Q)}{\partial z}=\alpha_0 Q\,,$$

$$\rho(\tau)=0 \quad \text{au lieu de} \quad \frac{\partial\rho(\tau)}{\partial z}=0\,,$$

ρ_0 étant la densité donnée à la surface à priori.

Par suite, il vaut mieux remplacer les notations $u(Q)$, $v(Q)$, $w(Q)$, $\rho(Q)$ et $p(Q)$ dans les relations (6) par les notations $u(\rho_0)$, $v(\rho_0)$, $w(\rho_0)$, $\rho(\rho_0)$ et $p(\rho_0)$.

Les conditions aux frontières latérales s'écrivent:

$u=v=0$ pour $x=0,\ L$ (frontières est et ouest).

Il n'y a pratiquement pas de frontières au nord et au sud.

3. Méthode employée

On suppose les développements:

$$u=u_0+\sum_{s=1}^{\infty}u_s\cos\lambda z\,,$$

$$v=v_0+\sum_{s=1}^{\infty}v_s\cos\lambda z\,,$$

$$w=\sum_{s=1}^{\infty}w_s\sin\lambda z\,,$$

$$\rho=\sum_{s=1}^{\infty}\rho_s\sin\lambda z\,,$$

$$p=p_0+\sum_{s=1}^{\infty}p_s\cos\lambda z\,,$$

et encore:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}=u_0''+\sum_{s=1}^{\infty}u_s''\cos\lambda z\,,$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}=v_0''+\sum_{s=1}^{\infty}v_s''\cos\lambda z\,,$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}=\sum_{s=1}^{\infty}p_s''\sin\lambda z\,,$$

où

$$\lambda=\frac{s\pi}{H}\,.$$

Selon Stokes, et compte tenu des conditions à la surface et au fond, on a:

$$u_0''=\frac{\tau_x}{AH}\,,$$

$$u_s''=\frac{2\tau_x}{AH}-\lambda^2 u_s\,,$$

$$v_0''=\frac{\tau_y}{AH}\,,$$

$$v_s''=\frac{2\tau_y}{AH}-\lambda^2 v_s\,,$$

$$\rho_s''=\frac{2\lambda}{H}\rho_0-\lambda^2\rho_s\,.$$

Les relations (3), (4) et (5) donnent alors:

$$g\rho_s=-\lambda p_s\,,$$

$$\frac{\partial u_0}{\partial x}+\frac{\partial v_0}{\partial y}=0\,, \tag{7}$$

$$w_s=-\frac{1}{\lambda}\left(\frac{\partial u_s}{\partial x}+\frac{\partial v_s}{\partial y}\right), \tag{7'}$$

$$\rho_s=\frac{1}{\lambda^2}\left(2\frac{\rho_0}{H}\lambda-w_s\frac{\beta_0}{A'}\right). \tag{8}$$

Les équations du mouvement (1) et (2) se traduisent par:

$$\frac{\tau_x}{H}+B\frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2}+fv_0=\frac{\partial p_0}{\partial x} \tag{9}$$

$$\frac{\tau_y}{H}+B\frac{\partial^2 v_0}{\partial x^2}-fu_0=\frac{\partial p_0}{\partial y} \tag{10}$$

$$-\lambda\left[A\left\{\frac{2\tau_x}{AH}-\lambda^2 u_s\right\}+B\frac{\partial^2 u_s}{\partial x^2}+fv_s\right]=g\frac{\partial\rho_s}{\partial x}\,, \tag{9'}$$

$$-\lambda\left[A\left\{\frac{2\tau_y}{AH}-\lambda^2 v_s\right\}+B\frac{\partial^2 v_s}{\partial x^2}-fu_s\right]=g\frac{\partial\rho_s}{\partial y}\,, \tag{10'}$$

4. Solution de la vitesse horizontale

Le système d'équations (7), (9) et (10) est déjà étudié dans des notes précédentes (Takano, 1959, 1960b). En introduisant la fonction Φ de sorte que u_0 et v_0 sont définies respectivement par $\partial\Phi/\partial y$ et $-\partial\Phi/\partial x$, on a:

$$\Phi=\frac{\alpha T_x+\dfrac{\partial T_y}{\partial x}}{H\beta}\sin\alpha y\left[-x+L+\frac{-1+e^{m(x-L)}}{m}+e^{-nx}\left\{\left(\frac{1}{m}-L\right)\cos qx+\frac{1-n\left(L-\dfrac{1}{m}\right)}{q}\sin qx\right\}\right], \tag{11}$$

où

$$m\fallingdotseq\left(\frac{\beta}{B}\right)^{1/3},$$

$$n\fallingdotseq\frac{1}{2}\left(\frac{\beta}{B}\right)^{1/3},$$

$$q\fallingdotseq\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{\beta}{B}\right)^{1/3}.$$

Pour les équations (7'), (8), (9') et (10'), après avoir éliminé ρ_s et w_s, on obtient le système d'équations par rapport à u_s et v_s:

$$\left(-A\lambda^2+B\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)u_s+\left(f+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\right)v_s=-\frac{2g}{\lambda^2 H}\frac{\partial\rho_0}{\partial x}-\frac{2\tau_x}{H}\,, \tag{12}$$

$$\left(-f+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\right)u_s+\left(-A\lambda^2+B\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)v_s=-\frac{2g}{\lambda^2 H}\frac{\partial\rho_0}{\partial y}-\frac{2\tau_y}{H}\,, \tag{13}$$

d'où il vient:

$$\left\{-f^2+\frac{g\beta\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial}{\partial x}-\left(A\lambda^2-B\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)^2+\frac{g\beta}{\lambda^4}\left(A\lambda^2-B\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\}v_s$$
$$=\left(-f+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\right)\left(-\frac{2g}{\lambda^2 H}\frac{\partial\rho_0}{\partial x}-\frac{2\tau_x}{H}\right)+\left(-A\lambda^2+B\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)$$
$$\times\left(\frac{2g}{\lambda^2 H}\frac{\partial\rho_0}{\partial y}+\frac{2\tau_x}{H}\right). \tag{14}$$

Ce qui est à noter, c'est que la variation du paramètre de Coriolis $\beta(=df/dy)$ n'apparaît que dans le deuxième terme entre les parenthèses du premier membre et qu'elle est multipliée par la stabilité verticale fondamentale β_0 et l'opération $\dfrac{\partial}{\partial x}$. Elle n'interviendrait donc qae

comme un paramètre tel que le premier terme entre les parenthèses du premier membre ou tel que le premier terme entre les parenthèses du second membre, si β_0 était nulle comme dans des notes précédentes (Takano, 1955b, d, 1959, 1960b) ou si la solution était supposée indépendante de la longitude comme dans d'autres notes précédentes (Takano, 1955a, c, 1960). Le premier terme f^2 entre les parenthèses du premier membre est variable avec y, ce qui rend difficile l'analyse mathématique précise. On voit plus loin que ce terme n'est pas très important en comparaison des autres termes du premier membre. Il sera probablement justifié de supposer que f^2 soit, en première approximation, une constante. Le second membre s'explicite par les fonctions ρ_0, τ_x et τ_y données à priori. Pour simplifier le problème, je suppose que ρ_0 et τ_x soient indépendantes de la longitude et de forme: $\rho_0=-\Delta\rho\cos\alpha(y-y_0)$, avec une constante $\Delta\rho$ et $\tau_x=\tau\sin\alpha(y-y_0)$ avec une autre constante τ et que τ_y soit nulle partout. Cela posé, le second membre de la relation (14) se transforme en:

$$\frac{2f\tau_x}{H}-\frac{2gA}{H}\frac{\partial\rho_0}{\partial y}=\frac{2}{H}\{f\tau-gA\Delta\rho\alpha\}\sin\alpha(y-y_0)\,.$$

Une solution de l'équation (14) s'écrit:

$$v_s=\sin\alpha(y-y_0)\left\{T_0+\sum_{i=1}^{4}a_ie^{\delta_ix}\right\}+\cos\alpha(y-y_0)\sum_{i=1}^{4}a_i'e^{\delta_ix}\,, \tag{15}$$

où

$$T_0=-\frac{2}{H}\frac{f\tau-gA\alpha\Delta\rho}{f^2+A^2\lambda^4+\dfrac{Ag\alpha^2\beta_0}{A'\lambda^2}}\,,$$

δ_i (i=1, 2, 3 et 4) sont les racines de l'équation:

$$\delta_i^4\left(B^2+B\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\right)-\delta_i^2\left\{2AB\lambda^2+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}(A\lambda^2+B\alpha^2)\right\}-\delta_i\frac{g\beta\beta_0}{A'\lambda^4}+\left(f^2+A^2\lambda^4+\frac{Ag\beta_0}{A'\lambda^2}\alpha^2\right)=0\,, \tag{16}$$

et a_i et a_i' (i=1, 2, 3 et 4) sont des coefficients inconnus à déterminer par les conditions aux frontières latérales.

L'équation (12) ou (13) donne alors:

$$\begin{aligned}u_s=&-\sin\alpha(y-y_0)\left[-\frac{1}{A\lambda^2}\left(fT_0+\frac{2\tau}{H}\right)+\sum_{i=1}^{4}\left\{\frac{fa_ie^{\delta_ix}}{D_i}+\frac{g\alpha\beta_0}{\lambda^4A'}\frac{a_i'\delta_ie^{\delta_ix}}{D_i}\right\}\right.\\&\left.-\cos\alpha(y-y_0)\left[\sum_{i=1}^{4}\left\{\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{a_i\delta_ie^{\delta_ix}}{D_i}+\frac{fa_i'e^{\delta_ix}}{D_i}\right\}\right]\right],\end{aligned} \tag{17}$$

où

$$D_i=-A\lambda^2+\left(B+\frac{g\beta_0}{\lambda^4A'}\right)\delta_i^2\,,\quad(i=1,2,3\text{ et }4)\,.$$

Les expressions des coefficients a_i et a_i' déterminés par les conditions aux limites sont complexes:

$$a_3=e^{-\delta_3L}\times\frac{f\left(\dfrac{1}{D_3}-\dfrac{1}{D_4}\right)\left(\dfrac{N}{A\lambda^2}+\dfrac{fT_0}{D_4}\right)+\left(\dfrac{g\alpha\beta_0}{\lambda^4A'}\right)^2\delta_4\dfrac{T_0}{D_4}\left(\dfrac{\delta_3}{D_3}-\dfrac{\delta_4}{D_4}\right)}{f^2\left(\dfrac{1}{D_3}-\dfrac{1}{D_4}\right)^2+\left(\dfrac{g\alpha\beta_0}{\lambda^4A'}\right)^2\left(\dfrac{\delta_3}{D_3}-\dfrac{\delta_4}{D_4}\right)^2}\,,$$

$$a_3'=-a_4'e^{(\delta_4-\delta_3)L}$$

$$=e^{-\delta_3 L}\times\frac{-\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\left(\frac{\delta_3}{D_3}-\frac{\delta_4}{D_4}\right)\left(\frac{N}{A\lambda^2}+\frac{fT_0}{D_4}\right)+f\left(\frac{1}{D_3}-\frac{1}{D_4}\right)\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\delta_4\frac{T_0}{D_4}}{f^2\left(\frac{1}{D_3}-\frac{1}{D_4}\right)^2+\left(\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\right)^2\left(\frac{\delta_3}{D_3}-\frac{\delta_4}{D_4}\right)^2},$$

$$a_1=\frac{-\frac{g\alpha\beta_0}{\lambda^4A'}\left(\frac{\delta_1}{D_1}-\frac{\delta_2}{D_2}\right)Q_5-f\left(\frac{1}{D_1}-\frac{1}{D_2}\right)Q_6}{-\left(\frac{g\alpha\beta_0}{\lambda^4A'}\right)^2\left(\frac{\delta_1}{D_1}-\frac{\delta_2}{D_2}\right)^2-f^2\left(\frac{1}{D_1}-\frac{1}{D_2}\right)^2},$$

$$a_1'=\frac{\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\left(\frac{\delta_1}{D_1}-\frac{\delta_2}{D_2}\right)Q_6-f\left(\frac{1}{D_1}-\frac{1}{D_2}\right)Q_5}{-\left(\frac{g\alpha\beta_0}{\lambda^4A'}\right)^2\left(\frac{\delta_1}{D_1}-\frac{\delta_2}{D_2}\right)^2-f^2\left(\frac{1}{D_1}-\frac{1}{D_2}\right)^2},$$

$$a_2=Q_1-a_1\,,$$

$$a_2'=Q_2-a_1'\,,$$

$$a_4=-a_3-T_0-Q_1\,,$$

$$a_4'=-a_3'-Q_2\,,$$

où

$$Q_1=-a_3\{1-e^{(\delta_3-\delta_4)L}\}-T_0(1-e^{-\delta_4 L})\,,$$

$$Q_2=-a_3'\{1-e^{(\delta_3-\delta_4)L}\}\,,$$

$$Q_3=\frac{N}{A\lambda^2}+a_3\left[-f\left\{\frac{1}{D_3}-\frac{e^{(\delta_3-\delta_4)L}}{D_4}\right\}\right]+\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}a_3'\left\{\frac{\delta_3}{D_3}-\frac{\delta_4 e^{(\delta_3-\delta_4)L}}{D_4}\right\}+\frac{f}{D_4}e^{-\delta_4 L}T_0\,,$$

$$Q_4=-fa_3'\left\{\frac{1}{D_3}-\frac{e^{(\delta_3-\delta_4)L}}{D_4}\right\}-\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}a_3\left\{\frac{\delta_3}{D_3}-\frac{\delta_4}{D_4}e^{(\delta_3-\delta_4)L}\right\}+\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda_4}\frac{\delta_4}{D_4}e^{-\delta_4 L}T_0\,,$$

$$Q_5=Q_4+\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\delta_2}{D_2}\left\{a_3\{1-e^{(\delta_3-\delta_4)L}\}+T_0(1-e^{-\delta_4 L})\right\}+\frac{f}{D_2}a_3'\{1-e^{(\delta_3-\delta_4)L}\}\,,$$

$$Q_6=Q_3-\frac{fQ_1}{D_2}+\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\delta_2 Q_2}{D_2}\,.$$

Toutefois, lorsque s devient suffisamment grand pour que $e^{-\delta_3 L}$ et $e^{-\delta_4 L}$ soient négligeables par rapport à 1, les relations ci-dessus sont simplifiées comme suit:

$$a_2=[\Delta]^{-1}\left[\left\{\frac{1}{A\lambda^2}\left(fT_0+\frac{2\tau}{H}\right)+\frac{f}{D_1}T_0\right\}f\left(-\frac{1}{D_1}+\frac{1}{D_2}\right)+\left(\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\right)^2\frac{\delta_1}{D_1}T_0\left(-\frac{\delta_1}{D_1}+\frac{\delta_2}{D_2}\right)\right],$$

$$a_2'=[\Delta]^{-1}\left[f\left(-\frac{1}{D_1}+\frac{1}{D_2}\right)\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\delta_1}{D_1}T_0-\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\left(-\frac{\delta_1}{D_1}+\frac{\delta_2}{D_2}\right)\left\{\frac{1}{A\lambda^2}\left(fT_0+\frac{2\tau}{H}\right)+\frac{f}{D_1}T_0\right\}\right],$$

$$\Delta=f^2\left(-\frac{1}{D_2}+\frac{1}{D_2}\right)^2+\left(\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\right)^2\left(-\frac{\delta_1}{D_1}+\frac{\delta_2}{D_2}\right)^2,$$

$$a_4=e^{-\delta_3 L}[\Delta']^{-1}\left[\left\{\frac{1}{A\lambda^2}\left(fT_0+\frac{2\tau}{H}\right)+\frac{f}{D_3}T_0\right\}f\left(-\frac{1}{D_3}+\frac{1}{D_4}\right)+\left(\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\right)^2\frac{\delta_3}{D_3}T_0\left(-\frac{\delta_3}{D_3}+\frac{\delta_4}{D_4}\right)\right],$$

$$a_4'=e^{-\delta_4 L}[\Delta']^{-1}\left[f\left(-\frac{1}{D_3}+\frac{1}{D_4}\right)\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\delta_3}{D_3}T_0-\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\left(-\frac{\delta_3}{D_3}+\frac{\delta_4}{D_4}\right)\left\{\frac{1}{A\lambda^2}\left(fT_0+\frac{2\tau}{H}\right)+\frac{f}{D_3}T_0\right\}\right],$$

$$\Delta'=f^2\left(-\frac{1}{D_3}+\frac{1}{D_4}\right)^2+\left(\frac{g\alpha\beta_0}{A'\lambda^4}\right)^2\left(-\frac{\delta_3}{D_3}+\frac{\delta_4}{D_4}\right)^2,$$

$$a_1=-a_2-T_0,$$

$$a_1'=-a_2',$$

$$a_3=-e^{-\delta_3 L}(a_4 e^{\delta_4 L}+T_0),$$

$$a_3'=-a_4' e^{(\delta_4-\delta_3)L}.$$

Les séries infinies $\sum_{s=1}^{\infty}u_s\cos\lambda z$ et $\sum_{s=1}^{\infty}v_s\cos\lambda z$ sont uniformément convergentes dans le domaine $0<\varepsilon_1\leqq x\leqq L-\varepsilon_2$ ($\varepsilon_{1,2}$ sont des nombres positifs quelconques) et qu'elles y sont dérivables. Elles sont exactement nulles sur les frontières $x=0$ et L. On voit que $\sum_{s=1}^{\infty}w_s\sin\lambda z$ est également convergente dans le domaine $0\leqq x\leqq L$.

L'équation (16) déterminant δ_i apparaît très complexe. Cependant, lorsqu'il s'établit la relation:

$$\left(\frac{\lambda^4 f^2 A'}{g\beta\beta_0}\right)^2\ll\frac{A\lambda^2+B\alpha^2}{B}\ll\left(\frac{\beta}{B}\right)^{2/3},$$

ce qui est réalisé pour quelque dizaine de premiers termes des séries infinies, on a:

$$\delta_1=\frac{\lambda^4 A'}{g\beta\beta_0}f^2,$$

$$\delta_2=\left(\frac{\beta}{B}\right)^{1/3},$$

$$\delta_{3,4}=\left(\frac{\beta}{B}\right)^{1/3}\frac{-1\pm i\sqrt{3}}{2}.$$

Il est intéressant de comparer ces δ_i avec les racines m, $-n\pm iq$ qui se trouvent dans la relation (11). On voit immédiatement $m=\delta_2$, $\delta_3=-n+iq$ et $\delta_4=-n-iq$, alors que δ_1 n'est pas nul. Si on introduit les termes de frottement $B\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ et $B\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}$ dans les équations du mouvement comme l'a fait Munk (1950), on obtient un nombre δ_1' correspondant à mon δ_1 qui n'est pas nul. En fait, on a $\delta_1'=\alpha^4\left(\frac{\beta}{B}\right)^{-4/3}$ dans ce cas-là. La valeur de δ_1 est très petite lorsque s est petit mais augmente très rapidement avec s. Elle reste, tout de même, faible à côté de δ_2, de δ_3 et de δ_4 à condition que s ne soit pas trop grand (par exemple, pour s inférieur à 5), ce qui semble justifier l'hypothèse que je viens de faire: f^2 est une constante danc le premier membre de l'équation (14). Lorsque s est petit, δ_1 est aussi très petit et il n'y a pas de différence essentielle entre δ_1 et δ_1'. On prévoit donc, par analogie, qu'il se trouvera des courants de convection relativement forts à l'ouest de l'océan. La largeur de ces courants sera déterminée principalement par δ_3 et δ_4. D'un autre côté, les courants entraînés par la force du vent seule se trouvent également intensifiés à l'ouest de l'océan comme cela étant précisé par la relation (11). Leur largeur est déterminée par n et q. Etant donné que $\delta_3=-n+iq$ et $\delta_4=-n-iq$ pour quelque dizaine de premiers termes des séries infinies, la largeur des courants de convection très forts sera presque égale ou légèrement inférieure à celle des courants entraînés par la force du vent v_0. De plus il est espéré que les courants

de convection produiront quelque chose de neuf dans une région étendue le long de la frontière est, qui n'apparaît pas dans la solution (11) ou dans la solution relative au transport de masse.

Si on introduit les termes $B\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ et $B\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}$ dans les équntions du mouvement, il vient, au lieu de l'équation (14):

$$B\left(2\beta\frac{\partial}{\partial y}+\frac{d^2 f}{dy^2}\right)u_s+\left[-f^2+\frac{g\beta\beta_0}{\lambda^4 A'}\frac{\partial}{\partial x}-\left\{A\lambda^2-B\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\}^2\right.$$
$$\left.-\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\left\{A\lambda^2-B\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right]v_s=\left(-f+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\right)\left(-\frac{2g}{\lambda^2 H}\frac{\partial\rho_0}{\partial x}-\frac{2\tau_x}{H}\right)$$
$$+\left[-A\lambda^2+B\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right]\left(\frac{2g}{\lambda^2 H}\frac{\partial\rho_0}{\partial y}+\frac{2\tau_y}{H}\right).$$

L'ordre de grandeur des termes ainsi complétés étant évalué, cette équation, bien que plus compliquée que (14), est pratiquement identique à l'équation (14). Les termes $B\,\partial^2 u/\partial y^2$ et $B\,\partial^2 v/\partial y^2$ sont donc négligeables. Au contraire, il n'est pas facilement montré que les termes $B'\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\rho$ sont négligeables dans l'équation de densité. En y introduisant, on obtient:

$$w_s\beta_0=\frac{2\rho_0}{H}A'+\left\{-\lambda^2 A'+B'\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\}\rho_s.$$

Les équations par rapport à u_s et à v_s deviennent alors:

$$\left\{-A\lambda^2+B\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)+\frac{g\beta_0}{\lambda^4 A'}+\frac{A}{A'}B'\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)-\frac{BB'}{A'\lambda^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^2\right\}u_s$$
$$+\left\{f+\frac{g\beta_0}{\lambda^4 A'}\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}-\frac{B'f}{A'\lambda^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\}v_s=-\frac{2g}{\lambda^2 H}\frac{\partial\rho_0}{\partial x}-\left\{1-\frac{B'}{\lambda^2 A'}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\}\frac{2\tau_x}{H},$$
$$\left\{-f+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}+\frac{B'f}{A'\lambda^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\}u_s+\left\{-A\lambda^2+B\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right.$$
$$\left.+A\frac{B'}{A'}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)-\frac{BB'}{\lambda^2 A'}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^2\right\}v_s=-\frac{2g}{\lambda^2 H}\frac{\partial\rho_0}{\partial y}$$
$$-\left\{1-\frac{B'}{\lambda^2 A'}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\}\frac{2\tau_y}{H}.$$

L'élimination de u_s nous conduit à une équation très longue par rapport à v_s. Etant donné la difficulté de l'évaluation de l'importance des termes complémentaires, je me borne simplement à dire que le terme $B'\frac{\partial^2\rho}{\partial x^2}$ peut jouer un rôle sensible au voisinage des frontières est et ouest. Il se peut que les termes $B\,\partial^2 u/\partial y^2$, $B\,\partial^2 v/\partial y^2$ et $B'\,\partial^2\rho/\partial y^2$ ne puisssent plus être négligeables près des frontières nord et sud, dans le cas où l'océan est bien borné par celles-ci.

5. Solution simplifiée de la vitesse horizontale des courants de convection

Il faudrait maintenant effectuer un calcul numérique. Malheureusement l'équation (16) est déjà très difficile à résoudre, la détermination des huit coefficients complexes est très laborieuse et de plus la convergence des séries infinies, notamment celle des séries représentant les courants entraînés par la force du vent n'est pas rapide. Afin d'enlever les deux premières difficultés, je me permets de remplacer $B\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ et $B\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$ par $-ku$ et $-kv$, k étant une constante. La solution s'écrit ainsi:

$$u_s=-M\sin\alpha(y-y_0)[1-e^{\delta_1 x}(1-e^{-\delta_2 L})-e^{-\delta_2(L-x)}]\ ,$$

$$v_s=\sin\alpha(y-y_0)[a_1e^{\delta_1 x}+a_2e^{\delta_2 x}-T_0]+\cos\alpha(y-y_0)[a_1'e^{\delta_1 x}+a_2'e^{\delta_2 x}]\ ,$$

où

$$M=\frac{1}{A\lambda^2+k}\left(fT_0-\frac{2\tau}{H}\right),$$

$$T_0=\frac{2}{H}\left\{f\tau-\frac{A\lambda^2+k}{\lambda^2}g\alpha\Delta\rho\right\}\left\{f^2+(A\lambda^2+k)^2+\frac{g\beta_0)A\lambda^2+k)}{A'\lambda^4}\alpha^2\right\}^{-1},$$

$$a_1=-fD_1M(1-e^{-\delta_2 L})\left\{f^2+\left(\frac{g\alpha\beta_0\delta_1}{A'\lambda^4}\right)^2\right\}^{-1},$$

$$a_2=-fD_2Me^{-\delta_2 L}\left\{f^2+\left(\frac{g\alpha\beta_0\delta_2}{A'\lambda^4}\right)^2\right\}^{-1}.$$

$$a_1'=D_1M(1-e^{-\delta_2 L})\frac{g\alpha\beta_0\delta_1}{A'\lambda^4}\left\{f^2+\left(\frac{g\alpha\beta_0\delta_1}{A'\lambda^4}\right)^2\right\}^{-1},$$

$$a_2'=D_2Me^{-\delta_2 L}\frac{g\alpha\beta_0\delta_2}{A'\lambda^4}\left\{f^2+\left(\frac{g\alpha\beta_0\delta_2}{A'\lambda^4}\right)^2\right\}^{-1},$$

$$D_1=-(A\lambda^2+k)+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\delta_1^2\ ,$$

$$D_2=-(A\lambda^2+k)+\frac{g\beta_0}{A'\lambda^4}\delta_2^2\ ,$$

$$\delta_1,\ \delta_2=\frac{-\beta}{2(A\lambda^2+k)}\left[1\pm\sqrt{1+\frac{4(A\lambda^2+k)\lambda^4A'^2}{g\rho\beta_0^2}\left\{f^2+(A\lambda^2+k)^2+\frac{A\lambda^2+k}{\lambda^4}g\alpha^2\frac{\beta_0}{A'}\right\}}\ \right].$$

Ce remplacement ne permet plus de satisfaire la condition: $v_s=0$ sur les frontières est et ouest. Le coefficient k n'est pas indispensable pour que v_s et $v(\rho_0)$ disparaîsent aux frontières est et ouest, alors que entraînée par force du vent ne peut y disparaître sans le coefficient k. La largeur des courants forts établis le long de la frontière ouest dépend principalement de k et de A. Il faudrait donc que la valeur du coefficient A doive extrêmement grande sans k, pour obtnir une largeur des courants raisonable. C'est justement pour cette raison que j'ai introduit le coefficient k.

Toutes les séries ainsi obtenues sont bien convergentes dans le domaine $0<\varepsilon_1\leqq x\leqq L-\varepsilon_2$, ε_1 et ε_2 étant des nombres positifs quelconques. Il n'y a aucun problème de la convergence pour les courants de convection aux frontières $x=0$ et L. La convergence de la série $\sum v_s(\tau)\cos\lambda z$ est toutefois moins rapide. Elle est convergente et dérivable sauf aux frontières. Lorsque s devient très grand, $v_s(\tau)$ est proportionnelle à s^{-1} pour $x=L$ et à s^0 pour $x=0$. La série $\sum v_s(\tau)\cos\lambda z$ est donc conditionnellement convergente à la frontière est: elle est convergente à $z=H$ (au fond) mais divergente à $z=0$ (à la surface). Elle est évidemment divergente à la frontière ouest, quelle que soit la profondeur. Lorsque $B\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ et $B\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$ ne sont pas remplacés par $-ku$ et $-kv$ respectivement, il n'y a aucune difficulté de la convergence, étant donné que $v(\tau)$ disparaît aux frontières est et ouest. Or la divergence de la série $\sum v_s^{(\tau)}\cos\lambda z$ dans le modèle ainsi simplifié n'est pas grave, car ce n'est qu'un moyen provisoire pour faciliter le calcul numérique que les termes $B\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ et $B\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$ sont remplacés. D'ailleurs, je n'en effectue le calcul numérique que pour les courants de convection, en raison de la convergence lente des séries représentant les courants entrainés par la force du vent.

Au cours des opérations mathématiques pour la détermination de u_s et de v_s, j'ai

supposé tantôt que f soit constant, tantôt que f soit variable avec la latitude, ce qui ne permet pas d'obtenir ρ_s et w_s qui satisfont, avec u_s et v_s, à toutes les équations. Il y a donc quelque chose de délicat dans la détermination de ρ_s et de w_s. C'est pourquoi je n'ai présenté ici aucune expression pour ρ_s et w_s. De toute manière, ρ_s et w sont bien convergentes, au moins sauf aux frontières.

(à suivre)

Bibliographie

CHARNEY, G. R. 1955:
The Gulf Stream as an inertial boundary layer. Proc. Nat. Acad. Sci., **41**, 731-740.

HASSAN, E. M. 1958:
On the wind driven ocean circulation. Deep Sea Res., **5**, 36-43.

HIDAKA, K. 1950:
Drift currents in an enclosed ocean, Part 1. Geophys. Notes, Tokyo Univ., **3**, 1-23.

——— 1951:
Drift currents in an enclosed ocean, Part 3. Geophys. Notes, Tokyo Univ., **4**, 1-19.

—— 1955:
A theoretical study on the general circulation of the Paciffc Ocean. Pacific Science, **9**, 183-211.

LINEJKIN, P. S. 1955a:
Détermination de l'épaisseur de la couche barocline de la mer. Dokl. Akad. Nauk, **101**, 461-464.

— -— 1955b:
Sur la dynamique des courants stabilisés dans une mer non homogène. Dokl. Akad. Nauk, **105**, 1215-1217.

——— 1956:
Sur la théorie des courants non stabilisés dûs au vent dans une mer profonde. Dokl. Akad. Nauk, **106**, 47-50.

—— 1957a:
Au sujet des courants stabilisés du vent et la répartition de la densité dans une mer profonde. Dokl. Akad. Nauk, **116**, 382-392.

——— 1957b:
Sur la dynamique de la couche barocline de l'océan. Dokl. Akad. Nauk, **117**, 971-974.

MORGAN, G. W. 1956:
On the wind-driven ocean circulation. Tellus, **8**, 301-320.

MUNK, W. H. 1950:
On the wind-driven ocean circulation. Journ. Meteor. **7**, 79-93.

MUNK, W. H. et CARRIER, G. F. 1950:
On the wind-driven circulation in ocean basins of various shapes. Tellus, **2**, 158-167.

ROBINSON, A. et STOMMEL, H. 1959:
The oceanic thermocline and the associated thermohaline circulation. Tellus, **11**, 295-308.

SAINT-GUILY, B. 1956:
Sur la théorie des courants marins induits par le vent. Ann. Inst. Océanogr. Monaco, **33**, (1).

STOMMEL, H. 1948:
The westward intensification of wind-driven ocean currents. Trans. Amer. Geophys. Union. **29**, 202-206.

1955:
Lateral eddy viscosity in the Gulf Stream System. Deep Sea Res., **3**, 88-90.

STOMMEL, H., ARON, A. B. et Faller, A. J. 1958:
Some examples of stationary flow pattern in bounded basin. Tellus, **10**, 179-187.

STOMMEL, H. et Aron, A. B. 1960a:
On the abyssal circulation of the world ocean. I, Stationary planetary flow pattern on a sphere. Deep Sea Res., **6**, 140-154.

——— 1960b:
On the abyssal circulation of the world ocean. II, Idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins. Deep Sea Res., **6**, 217-233.

STOMMEL, H. et VERONIS, G. (1957):
Steady convective motion in a horizontal layer of fluid heated uniformly from above and cooled non uniformly from below. Tellus, **9**, 401-407.

TAKANO, K. 1955a:
An example of thermal convective current. Rec. Oceanogr. Works in Japan, **2**, 76-79.

——— 1955b:
Note on the convective circulation (1). Rec. Oceanogr. Works in Japan. **2** (2), 1-9.

——— 1955c:
Note on the convective circulation (2). Journ. Oceanogr. Soc. Japan. **11**, 39-41.

1955d:
Note on the convective circulation (3). Journ. Oceanogr. Soc. Japan. **11**, 97-102.

—— 1959:
Sur la circulation océanique. Cahiers Océano graphiques du C.O.E.C. **11**, 644-660.

1960a:
Sur la circulation générale convective dans les océans. Bull. Inst. Océangr. Manaco, N° 1178.

1960b:
Circulation générale établie par la force du vent et la convection dans les océans. pas imprimée.

1961:
Distribution de la température à la surface en fonction de la force d'entraînement du vent et du flux de chaleur que reçoit effectivement la surface d'un océan. sous presse.

The Journal of Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 3, September 1961

Circulation Générale Permanente Dans les Océans —Deuxieme Partie—*

Kenzo TAKANO**

Résumé: Dans le présent fragment du mémoire relatif à la circulation générale océanique établie par la force d'entraînement du vent et la variation de densité à la surface, s'effectue un calcul numérique des courants de convection pour une distribution de densité donnée à la surface, symétrique par rapport à l'équateur. Les courants n'ont pas de vitesse très sensible sauf au voisinage des côtes est et ouest. Dans la couche superficielle de l'Hémisphère Nord, ils se trouvent très intensifiés le long de la côte ouest, orientés vers le nord entre l'équateur et quelque 40°N où se rencontrent les courants provenant du nord et du sud. Ils se dirigent également vers le nord avec une vitesse inférieure mais toujours considérable le long de la côte est, sauf au voisinage de l'équateur où ils se dirigent vers l'équateur. La vitesse horizontale s'annule à 1000～1500 m de profondeur et il n'arrive généralement pas que leur deux composantes deviennent à la fois nulles à une même profondeur. Les courants sont orientés dans le sens opposé dans la couche profonde.

1. Calcul numérique des courants de convection

Dans la première partie de ce mémoire (TAKANO, 1961) dont je reprends toutes les notations, j'ai construit deux formules de la vitesse horizontale des courants induits par la convection et la force d'entraînement du vent dans un océan de forme rectangulaire et de profondeur constante. L'une d'elles est de forme très complexe et l'autre plus simlifiée grâce au remplacement des termes de frottement latéral $B(\partial^2 u/\partial X^2)$ et $B(\partial^2 v/\partial x^2)$ par $-ku$ et $-kv$. La présente note est consacrée au calcul numérique de cette dernière. En négligeant les termes de rang supérieur à $s=15$ ou à 20 dans les séries infinies représentant la solution, je calcule $u(\rho_0)$ et $v(\rho_0)$ en fonction de la profondeur, de la latitude et de la longitude par les valeurs numériques suivantes en C.G.S.: $f=7\times10^{-5}$, $\alpha=(1/2)\times10^{-8}$, $H=4\times10^5$, $\beta=2\times10^{-13}$, $g=980$, $A=50$, $L=10^9$,

$k=4\times10^{-6}$, $\beta_0/A'=1.5\times10^{-10}$, dans le cas 1,

$k=10^{-6}$, $\beta_0/A'=1.5\times10^{-10}$, dans le cas 2,

$k=10^{-6}$, $\beta_0/A'=1.5\times10^{-9}$, dans le cas 3.

En raison de la complexité du calcul, le paramètre de Coriolis qui n'intervient que comme paramètre est supposé une constante égale à 7×10^{-5}. La valeur de β_0 devient 0.75×10^{-8} lorsque la profondeur de l'océan est 4×10^5 et que la différence de densité entre la surface et le fond est, en moyenne, 3×10^{-3}. La valeur du coefficient A' est donc implicitement prise 50 dans les cas 1 et 2 et 5 dans le cas 3. Les tableaux 1, 2 et 3 montrent les composantes $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ et $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ à la surface en fonction de x (distance de la côte ouest) pour $y=l/6$, $2l/6$, $3l/6$, $4l/6$, $5l/6$ et l. Etant donné la valeur $2\pi\times10^8$ donnée à l, $y=l/6$, $2l/6$, ·····, $5l/6$, l correspondent approximativement à 10°N, 20°N, ·····, 50°N et 60°N.

2. Aperçu des résultats du calcul numérique à la surface

D'après la relation (14) de la première partie, la solution est de plus en plus éloignée de la solution symétrique par rapport au méridien $x=L/2$, obtenue précédemment par $\beta_0=0$, au fur et à mesure que la valeur de β_0/A' augmente. La comparaison des résultats des cas 1 et 2 met en évidence l'effet de β_0/A'. Le maximum de $u(\rho_0)$ se trouve à $x=10\times10^7$ environ dans le cas 2 et un peu plus près de la côte dans le cas 3. Lorsque l'on prend $\Delta\rho=2.5\times10^{-3}$, il est à peu près 13 cm/sec dans les cas 1 et 2 et 7.5 cm/sec dans le cas 3. Quant à la composante $v(\rho_0)$, elle est la plus forte à $x=0$ (côte ouest). Pour $\Delta\rho=2.5\times10^{-3}$,

* Received May 8, 1961
** Geophysical Institute, University of Tokyo.

Tableau 1.

Composantes de la vitesse horizontale $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ et $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ à la surface en fonction de x et de y dans le cas 1.

y	x	0	0.5	1	5	10	30	50
$l/6$	$u(\rho_0)$	0	0.9295	1.412	2.488	2.579	2.435	2.249
	$v(\rho_0)$	44.54	25.18	16.40	1.088	0.0378	0.0033	−0.0497
$2l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.610	2.446	4.309	1.467	4.217	3.895
	$v(\rho_0)$	39.81	19.95	12.46	0.9312	0.2757	0.2654	0.2538
$3l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.859	2.824	4.976	5.158	4.870	4.498
	$v(\rho_0)$	24.40	9.393	5.174	0.5251	0.4397	0.4566	0.4894
$4l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.610	2.446	4.309	4.467	4.217	3.895
	$v(\rho_0)$	2.45	−3.686	−3.501	−0.0218	0.4859	0.5254	0.5938
$5l/6$	$u(\rho_0)$	0	0.9295	1.412	2.488	2.579	2.435	2.249
	$v(\rho_0)$	−20.14	−15.78	−11.22	−0.5627	0.4018	0.4533	0.542
$6l/6$	$u(\rho_0)$	0	0	0	0	0	0	0
	$v(\rho_0)$	−37.35	−23.65	−15.96	−0.9530	0.2102	0.2599	0.3399

70	90	95	99	99.5	100×10^7
1.992	1.478	1.188	0.6345	0.4495	0
−0.1539	−0.5677	−0.9493	1.681	−1.619	0.618
3.450	2.560	2.058	1.099	0.7785	0
0.2435	0.2825	0.4420	2.076	3.479	10.15
3.984	2.956	2.376	1.269	0.899	0
0.5756	1.057	1.716	5.278	7.645	16.97
3.450	2.560	2.058	1.099	0.7785	0
0.7535	1.548	2.530	7.066	9.763	19.23
1.992	1.478	1.188	0.6345	0.4495	0
0.7295	1.625	2.665	6.959	9.265	16.35
0	0	0	0	0	0
0.5100	1.266	2.087	4.989	6.284	9.084

Tableau 2.

Composantes de la vitesse horizontale $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ et $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ à la surface en fonction de x et de y dans le cas 2.

y	x	0	0.5	1	5	10	30	50
$l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.896	2.425	2.670	2.632	2.464	2.263
	$v(\rho_0)$	215.5	61.62	20.35	−0.0987	−0.1046	−0.1426	−0.1693
$2l/6$	$u(\rho_0)$	0	3.284	4.199	4.624	4.558	4.267	3.920
	$v(\rho_0)$	149.0	38.83	12.53	0.0729	0.072	0.0478	0.0646
$3l/6$	$u(\rho_0)$	0	3.792	4.848	5.340	5.263	4.927	4.526
	$v(\rho_0)$	42.81	5.638	1.342	0.2250	0.2295	0.2254	0.2812
$4l/6$	$u(\rho_0)$	0	3.284	4.199	4.624	4.558	4.267	3.920
	$v(\rho_0)$	−74.83	29.07	−10.21	0.3169	0.3254	0.3426	0.4224
$5l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.896	2.425	2.670	2.632	2.464	2.263
	$v(\rho_0)$	−172.4	−55.98	−19.01	0.3237	0.3342	0.3680	0.4504
$6l/6$	$u(\rho_0)$	0	0	0	0	0	0	0
	$v(\rho_0)$	−223.8	−67.90	−22.73	0.2439	0.2533	0.2948	0.3578

70	90	95	99	99.5	100×10^7
2.004	1.511	1.240	0.7270	0.5475	0
−0.2562	−0.6918	−1.180	−3.284	−4.244	−1.450
3.470	2.617	2.148	1.259	0.9483	0
0.0610	0.0687	0.1173	1.087	2.611	19.59
4.007	3.022	2.480	1.454	1.095	0
0.3619	0.8108	1.3826	5.168	8.768	35.38
3.470	2.617	2.147	1.259	0.9483	0
0.5658	1.336	2.277	7.863	12.58	41.69
2.004	1.511	1.240	0.7270	0.5475	0
0.6182	1.503	2.562	8.452	13.01	36.83
0	0	0	0	0	0
0.5048	1.267	2.160	6.776	9.963	22.10

Tableau 3.

Composantes de la vitesse horizontale $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ et $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ à la surface en fonction de x et de y dans le cas 3.

y	x	0	0.5	1	5	10	30	50
$l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.053	1.371	1.527	1.218	1.415	1.298
	$v(\rho_0)$	118.41	36.56	12.39	−0.0480	−0.0515	−0.0777	−0.1004
$2l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.823	2.375	2.644	2.110	2.451	2.218
	$v(\rho_0)$	81.90	23.14	7.666	0.0447	0.0443	0.0424	0.0401
$3l/6$	$u(\rho_0)$	0	2.105	2.742	3.053	2.436	2.830	2.596
	$v(\rho_0)$	23.44	3.533	0.8845	0.1254	0.1283	0.1436	0.1700
$4l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.823	2.375	2.644	2.110	2.451	2.248
	$v(\rho_0)$	−41.30	−17.02	−6.134	0.1725	0.1779	0.2064	0.2543
$5l/6$	$u(\rho_0)$	0	1.053	1.371	1.527	1.218	1.415	1.298
	$v(\rho_0)$	−94.97	−33.01	−11.51	0.1734	0.1799	0.2137	0.2704
$6l/6$	$u(\rho_0)$	0	0	0	0	0	0	0
	$v(\rho_0)$	−123.2	−40.16	−13.80	0.1278	0.1336	0.1639	0.2141

70	90	95	99	99.5	100×10^7
1.135	0.815	0.670	0.3273	0.2725	0
−0.1586	−0.4044	−0.6812	−1.822	−2.278	−1.839
1.965	1.412	1.160	0.5668	0.4720	0
0.0375	0.0420	0.0709	0.686	1.644	7.760
2.269	1.630	1.340	0.6545	0.5450	0
0.2235	0.4773	0.8040	3.010	5.127	15.20
1.965	1.412	1.160	0.5008	0.4720	0
0.3497	0.7846	1.3217	4.528	7.236	18.61
1.135	0.815	0.670	0.3273	0.2725	0
0.3822	0.8818	1.485	4.832	7.406	17.04
0	0	0	0	0	0
0.3122	0.7426	1.2508	3.842	5.591	10.90

elle dépasse facilement 200 cm/sec dans les cas 2 et 3. En comparaison des résultats obtenus par $\beta_0=0$, on voit immédiatement que la stabilité verticale fondamentale, positive β_0 a pour effet de diminuer considérablement la composante $u(\rho_0)$ et d'augmenter $u(\rho_0)$, particulièrement près des côtes est et ouest. Il est à noter que les courants se dirigent presque vers le nord ou le sud tout près des côtes, tandis qu'ils s'y dirigent plutôt vers l'est ou l'ouest dans la solution symétrique obtenue par $\beta_0=0$. La figure 1 shématise l'aspect générale de la circulation convective dans la couche superficielle. Dans l'Hémisphère Nord, les courants forts se dirigent vers le nord le long de la côte ouest jusqu'à quelque 40°N où se rencontrent les courants provenant du nord et du sud. A l'est de l'océan, les courants relativement forts se dirigent également vers le nord sauf dans une région équatoriale où les courants se dirigent vers l'équateur. Tout près des côtes, $v(\rho_0)$ est beaucoup plus forte que $u(\rho_0)$, mais dans l'océan central, celle-ci est dominante et les courants se dirigent presque vers l'est. Stommel (1958) a présenté un modèle de la circulation générale convective, en supposant que la vitesse verticale soit de forme simple: $w=w_i \cos \alpha y$ $(w_i>0)$ à mi-profondeur et que le mouvement obéisse à la relation géostrophique. Bien que son modèle soit beaucoup plus simplifié et idéalisé que le mien, son résultat s'accorde avec mon résultat, au moins qualitativement, en ce qui concerne la composante $v(\rho_0)$ dans l'océan central. L'océan n'est pratiquement pas borné à l'extrémité nord et sud. On ne sait pas précisément ce qui se passerait s'il y avait là des frontières. La composante $v(\rho_0)$ est positive à l'est et négative à l'ouest à la haute latitude dans l'Hémisphère Nord. Or, il y aurait deux possibilités de satisfaire à la condition imposée par l'introduction des frontières: la composante y est nulle. Premièrement, un mouvement desdendant s'établirait au coin nord-est et un mouvement ascendant au coin nord-ouest et deuxièmement, les courants qui se dirigent vers le nord le long de la côte est seraient déviés vers l'ouest justement devant la frontière nord et alimenteraient les courants qui se dirigent vers le sud le long de la côte ouest, comme cela étant montré par des traits en pointillé dans la figure 1. Dans tous les deux cas, la composante $v(\rho_0)$ s'affaiblirait au voisinage des frontières nord et sud à cause de l'effet de celles-ci. Toutefois, l'effet de celles-ci est probablement borné dans une région peu étendue. La solution obtenue ci-dessus n'en sera pas sensiblement modifiée à la latitude moyenne et à la basse latitude, alors que l'effet de la côte est s'étend, grâce à β, jusqu'à la côte ouest.

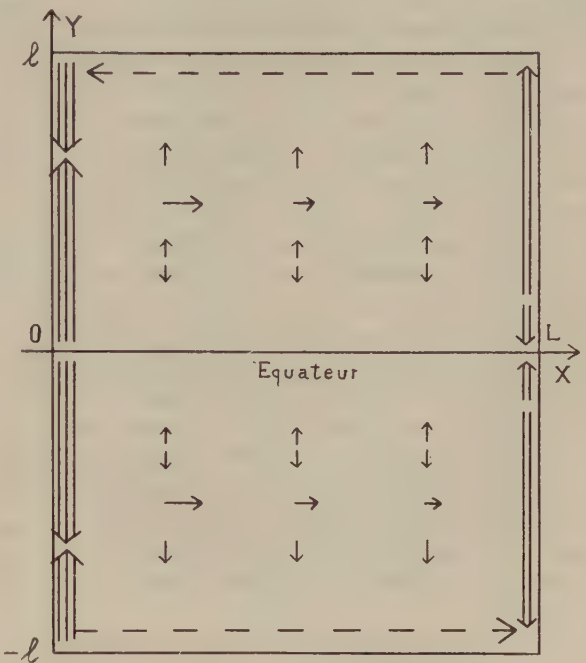


Fig. 1. Schéma de la circulation générale convective dans la couche superficielle lorsque la densité à la surface s'exprime par: $\rho=-\Delta\rho \cos(\pi/l)y$.
La longueur des flèches n'est pas proportionnelle à la vitesse.

3. Aperçu de la structure verticale

Dans la couche profonde, les courants se dirigent dans le sens opposé, de sorte que s'annule partout le transport de masse, car les courants convectifs ne produisent aucun transport de masse, pourvu que le frotte-

ment soit nul au fond (Takano, 1956). Les courants se dirigent vers l'équateur le long de la côte ouest entre 40°N et 40°S. Ils se dirigent presque vers l'ouest dans l'océan central. Cela est une des différences importantes entre les résultats de Stommel et Aron (1960 a, b) et les miens. Leur modèle de la circulation abyssale montre que les courants se dirigent vers le nord-est dans la moitié ouest de l'océan. Les deux résultats ne sont donc pas compatibles. Ce désaccord est difficile à interpréter sans études plus approfondies. Dans la note de Robinson et Stommel (1959) sur laquelle Stommel et Aron (1960 a, b) ont développé leur théorie hypothétique de la circulation abyssale, les équations employées sont un peu plus précises que les miennes dans le sens qu'ils ont tenu compte non seulement du terme $w(\partial\rho/\partial z)$ mais encore du terme $v(\partial\rho/\partial y)$, mais moins précises dans le sens qu'ils ont négligé tous les termes de frottement. D'ailleurs, ils ont supposé que la profondeur de l'océan soit indéfinie. Toutefois, le terme $v(\partial\rho/\partial y)$ n'est pas important à côté du terme $w(\partial\rho/\partial z)$. Les termes de frottement n'intervenant généralement que près des frontières, l'introduction de ceux-ci produira à peine la différence si importante

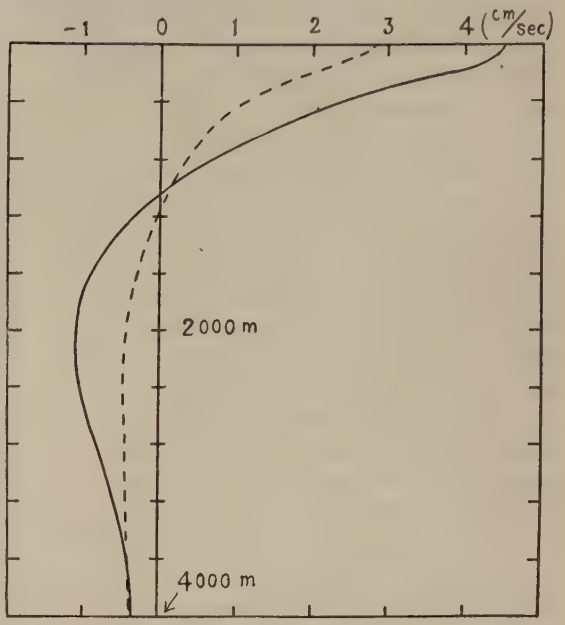


Fig. 2. Distribution verticale de la composante $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ dans le cas 1.
——— pour $x=10^7$, $y=l/2$,
-------- pour $x=50\times10^7$, $y=l/2$.

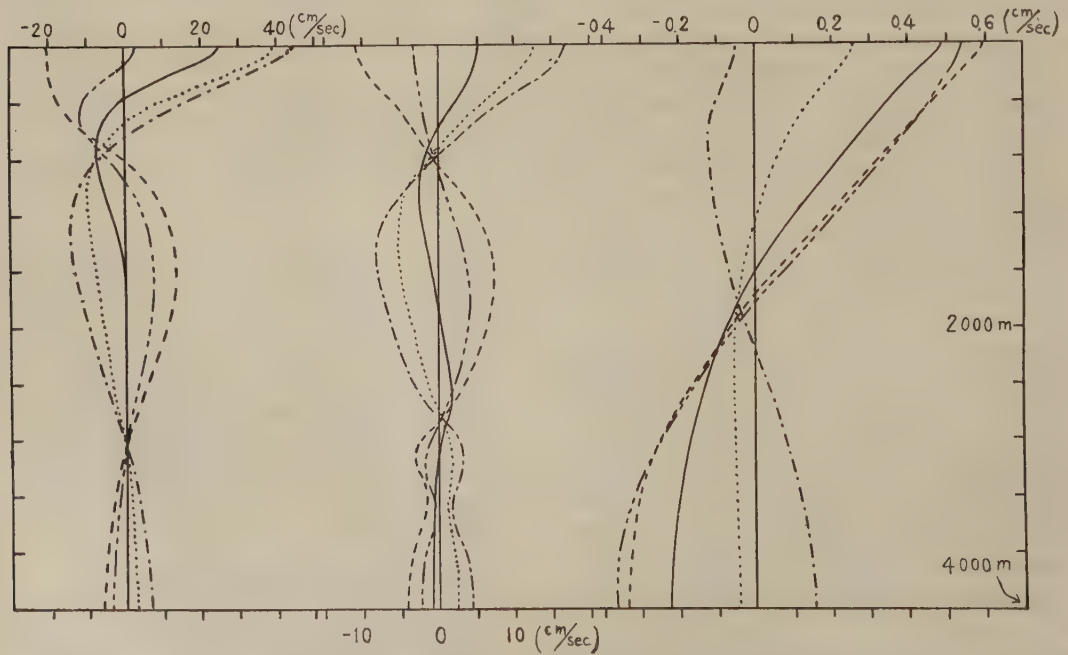


Fig. 3. Distribution verticale de la composante $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ dans le cas 1 pour $x=0$ (gauche), $x=10^7$ (milieu) et $x=50\times10^7$ (droite).
—·—·— pour $y=l/6$, ····· pour $y=2l/6$, ——— pour $y=3l/6$, ——— $y=4l/6$,
-------- pour $y=5l/6$.

entre les deux résultats dans toute la région bien éloignée des frontières. La deuxième différence à noter, c'est que la circulation obtenue par Stommel et ses collaborateurs ne montre rien de particulier le long de la côte est. Etant donné l'approximation géostrophique faite par Robinson et Stommel (1959), leur solution est discontinue à la côte est, ce qui ne permet pas de l'appliquer au voisinage de la côte est. Rappelons que la théorie relative au transport de masse construite par Stommel, Munk, Hidaka, Saint-Guily etc. ne montre pas, elle non plus, de courants sensibles le long de la côte est, si la force d'entraînement du vent ne dépend pas de la longitude. C'est donc la première fois que les courants se trouvent intensifiés le long de la côte est dans un modèle de la circulation générale.

La structure verticale des courants se montrent dans les figures 2 et 3 pour le cas 1, les figures 4 et 5 pour le cas 2 et les figures 6 et 7 pour le cas 3. Dans tous les trois cas, la composante $u(\rho_0)$ est de forme relativement simple. Elle diminue, d'abord, avec la profondeur, devient négative (vers l'ouest) à une certaine profondeur et enfin commence à augmenter (sa valeur absolue

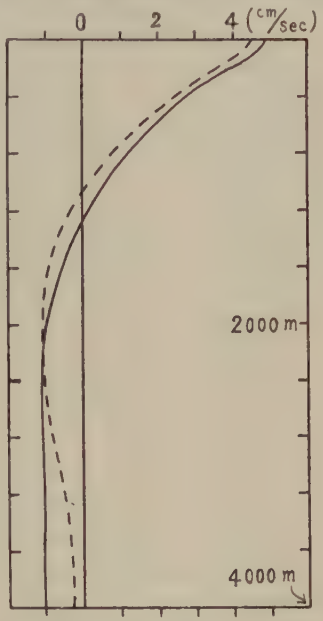


Fig. 4. Distribution verticale de la composante $u(\rho_0)10^3\Delta\rho$ dans le cas 2.
——— pour $x=10^7$, $y=l/2$,
-------- pour $x=50\times10^7$, $y=l/2$.

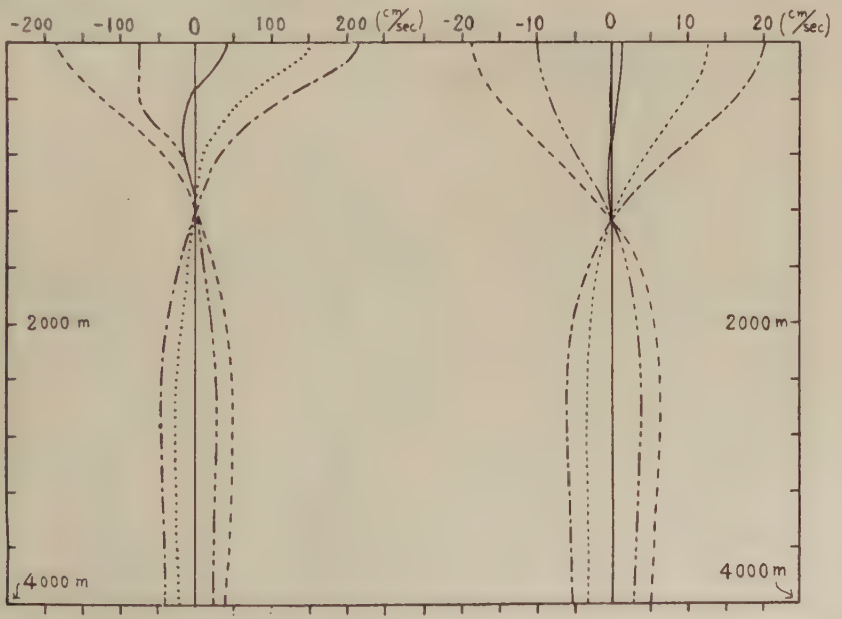


Fig. 5. Distribution verticale de la composante $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ dans le cas 2 pour $x=0$ (gauche) et $x=10^7$ (droite).
——·—·— pour $y=l/6$, ---------- pour $y=2l/6$, ——— pour $y=3l/6$, ——— pour $y=4l/6$
——— pour $y=5l/6$.

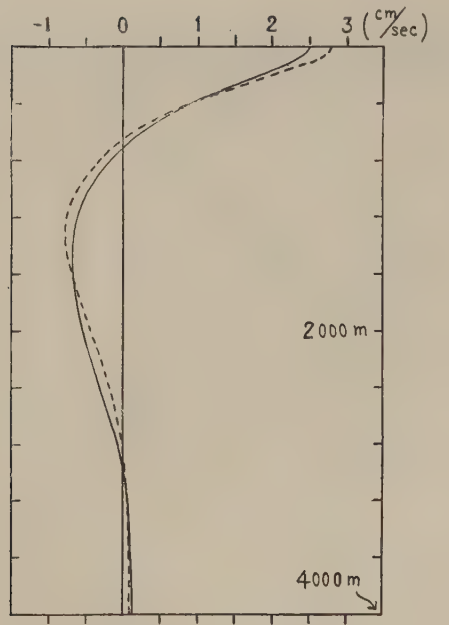


Fig. 6. Distribution verticale de la composante $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ dans le cas 3.
——— pour $x=10^7$, $y=l/2$,
-------- pour $x=30\times10^7$, $y=l/2$.

commence à diminuer) à une profondeur un peu plus profonde. Dans le cas 3, elle devient encore positive à la couche profonde au-dessous de 2900 m environ. Il semble que la forme caractéristique des courbes ne dépende presque pas de la longitude. Dans l'océan central, le gradient de pression dans le sens méridien se mettra en équilibre avec la force de Coriolis par la relation géostrophique. On a donc:

$$-fu \fallingdotseq -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y},$$

d'où vient:

$$-f\frac{\partial u}{\partial z} \fallingdotseq g\frac{\partial \rho}{\partial y}.$$

Lorsque $\partial u/\partial z$ est positif, $\partial\rho/\partial y$ est négatif: la densité diminue avec la latitude. C'est justement le cas de mon modèle dans la couche profonde. Le fait que la densité diminue avec la latitude ne se trouve pas toujours en accord avec les observations. Il est possible que ce désaccord disparaisse si l'on tient compte, d'une manière plus complète, de la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude dans la relation (14) de la première partie.

Les courbes représentant $v(\rho_0)$ sont de forme

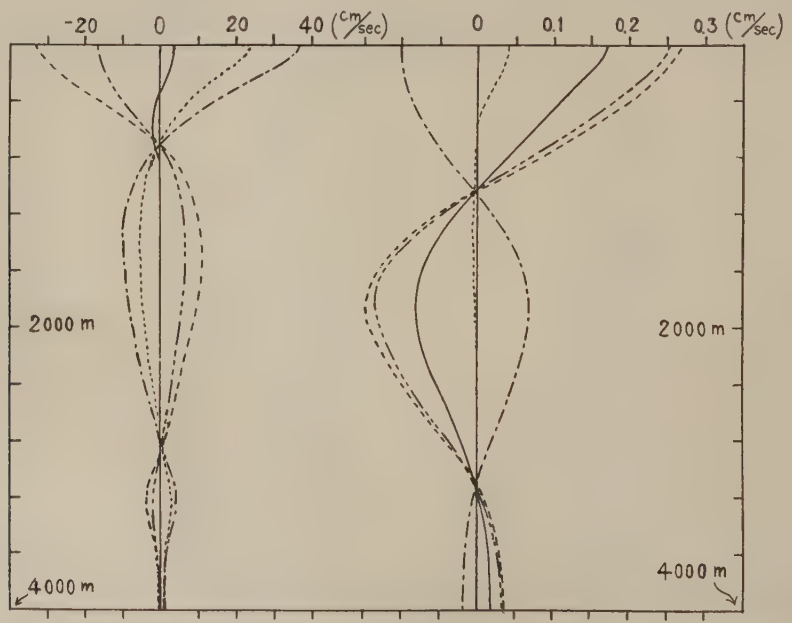


Fig. 7. Distribution verticale de la composante $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho$ dans le cas 3 pour $x=0.5\times10^7$ (gauche) et $x=50\times10^7$ (droite).
—·—·— pour $y=l/6$, ---------- pour $y=2l/6$, ——— pour $y=3l/6$, ———— pour $y=4l/6$, -------- pour $y=5l/6$.

légèrement plus compliquée. Dans le cas 2, elle devient nulle à la profondeur de 1100 m environ pour $x=0$ et un peu plus profonde pour $x=10^7$. Dans le cas 3, elle devient nulle à 700 m et puis à 2800 m pour $x=0.5\times10^7$. Les courants se dirigent vers le pôle (ou vers l'équateur) dans la couche superficielle aussi bien que dans la couche la plus profonde et vers l'équateur (ou vers le pôle) dans la couche intermédiaire. C'est aussi le cas de $x=50\times10^7$ mais la composante $v(\rho_0)$ devient nulle à une profondeur un peu plus profonde. Il semble que la profondeur où s'annule $v(\rho_0)$ ne dépende pas de la latitude dans les cas 2 et 3. Les courbes sont moins régulières dans le cas 1. La profondeur où s'annule $v(\rho_0)$ est très variable avec la latitude. Ce qui est important, c'est qu'il n'y a pas de niveau de vitesse nulle (niveau de référence) où s'annulent à la fois $u(\rho_0)$ et $v(\rho_0)$.

A titre de comparaison, j'ai fait le calcul numérique complémentaire pour $k=0.5\times10^{-6}$, $A=100$ et $\beta_0/A'=1.5\times10^{-10}$ (cas 4) et $k=0.5\times10^{-6}$, $A=50$ et $\beta_0/A'=1.5\times10^{-10}$ (cas 5). Les coefficients a_1, a_1', $a_2e^{\delta_2 L}$ at $a_2'e^{\delta_2 L}$ figurent dans les tableaux 5 et 6 avec ceux du cas 2 (Tableau 4). La vitesse des courants horizontaux obtenue dans les cas 4 et 5 est plus grande que celle obtenue dans le cas 2. Toutefois, il n'y a presque pas de différence entre les résultats obtenus dans les cas 4 et 5. Il s'ensuit que ma solution relative à la vitesse horizontale est certainement beaucoup

Tableau 4.

Coefficients a_1, a_1', $a_2e^{\delta_2 L}$ et $a_2'e^{\delta_2 L}$ dans le cas 2 où $k=10^{-6}$ et $A=50$.

s	a_1	a_1'	$a^2e^{\delta_2 L}$	$a^{2\prime}e^{\delta_2 L}$
	$\times10^3$	$\times10^3$	$\times10^3$	$\times10^3$
1	0.1564	86.37	0.2397	−0.5006
2	1.603	57.34	1.183	−1.993
3	3.625	29.26	2.483	−3.579
4	5.982	19.05	3.683	−4.164
5	7.573	12.70	4.348	−3.725
6	7.638	7.887	3.225	−2.094
7	6.614	4.626	4.024	−2.011
8	5.326	2.683	3.490	−1.365
9	4.171	1.579	2.937	−0.9143
10	3.263	0.9578	2.444	−0.6144
11	2.567	0.5988	2.019	−0.4156
12	2.042	0.3862	1.675	−0.2860
13	1.641	0.2553	1.388	−0.1983
14	1.333	0.1729	1.158	−0.1399
15	1.093	0.1195	0.9688	−0.09972

Tableau 5.

Coefficients a_1, a_1', $a_2e^{\delta_2 L}$ et $a_2'e^{\delta_2 L}$ dans le cas 4 où $k=0.5\times10^{-6}$ et $A=100$.

s	a_1	a_1'	$a_2e^{\delta_2 L}$	$a_2'e^{\delta_2 L}$
	$\times10^3$	$\times10^3$	$\times10^3$	$\times10^3$
1	0.1875	204.9	0.2863	−0.5501
2	1.632	110.1	1.216	−2.088
3	3.676	50.80	2.613	−4.062
4	6.318	30.88	4.103	−5.286
5	8.715	20.51	5.165	−5.187
6	9.576	12.95	5.446	−4.154
7	8.631	7.476	5.063	−2.934
8	6.863	4.077	4.323	−1.917
9	5.160	2.209	3.523	−1.211
10	3.814	1.220	2.804	−0.7585
11	2.828	0.6945	2.204	−0.4747
12	2.124	0.4099	1.735	−0.3013
13	1.618	0.2449	1.372	−0.1948
14	1.250	0.1569	1.090	−0.1277
15	0.9779	0.1011	0.8736	−0.08535

Tableau 6.

Coefficients a_1, a_1', $a_2e^{\delta_2 L}$ et $a_2'e^{\delta_2 L}$ dans le cas 5 où $k=0.5\times10^{-6}$ et $A=50$.

s	a_1	a_1'	$a_2e^{\delta_2 L}$	$a_2'e^{\delta_2 L}$
	$\times10^3$	$\times10^3$	$\times10^3$	$\times10^3$
1	0.1877	206.1	0.2864	−0.5498
2	1.633	112.8	1.217	−2.089
3	3.677	53.23	2.622	−4.099
4	6.352	33.25	4.158	−5.454
5	8.932	22.97	5.352	−5.596
6	10.29	15.50	5.865	−4.748
7	9.898	9.723	5.712	−3.594
8	8.385	5.734	5.138	−2.532
9	6.714	3.374	4.409	−1.722
10	5.220	1.990	3.667	−1.147
11	4.038	1.200	3.016	−0.7660
12	3.137	0.7122	2.466	−0.5144
13	2.463	0.4721	2.013	−0.3477
14	1.952	0.3076	1.649	−0.2381
15	1.560	0.2044	1.354	−0.1649

plus dépendante de la valeur de k que de celle du coefficient A. (à suivre)

Bibliographie

ROBINSON, A. et STOMMEL, H., 1959:
The oceanic thermocline and the associated thermohaline circulation. Tellus, **11**, 295–308.

STOMMEL, H., 1958:
The Gulf Stream. University of California Press.

STOMMEL, H. et ARON, A. B., 1960a:
On the abyssal circulation of the world ocean-I, Stationary planetary flow pattern on a sphere. Deep Sea Res., **6**, 140–154.

STOMMEL, H. et ARON, A. B., 1960b:
On the abyssal circulation of the world ocean-II, Idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins. Deep Sea Res., **6**, 217–233.

TAKANO, K., 1956:
Influence des échanges thermiques, de la précipitation et de l'évaporation sur la circulation générale dans les océans. C.R.A.S. **242**, 2245–2247.

—— 1961:
Circulation générale permanente dans les océans, Journ. Oceanogr. Soc. Japan. **17**.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 3, September 1961

On the Variations of the Daily Mean Sea Levels along the Japanese Islands*

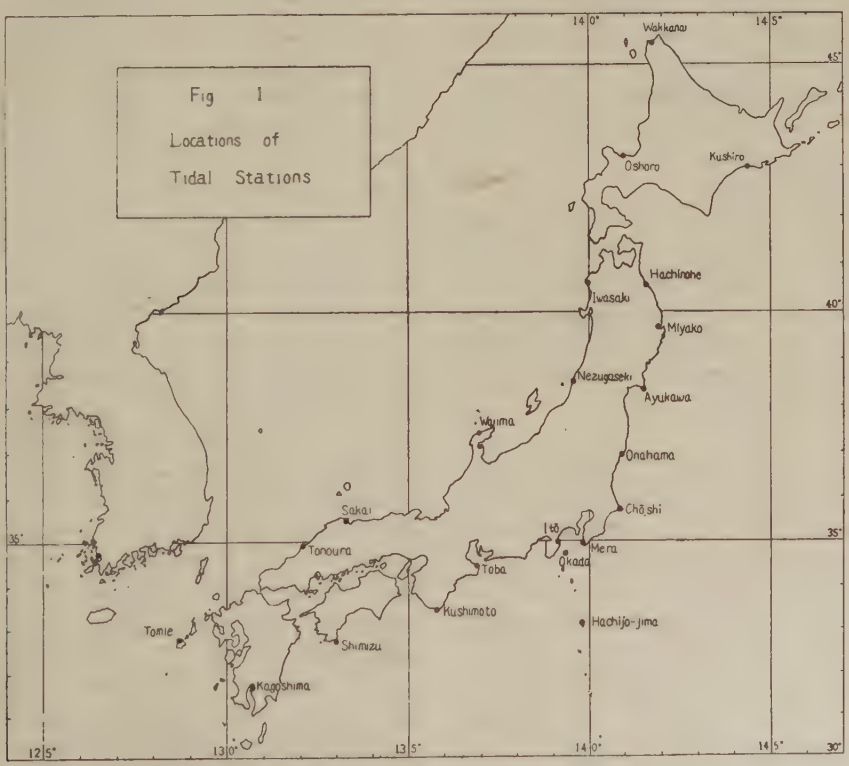
Daitaro SHOJI**

Abstract: The variations of the daily mean sea levels at 22 tide stations along the Japanese coast and their relations to the oceanographic and meteorological phenomena were examined. It was found that the variations are closely related to the oceanographic conditions, and that the coast of Japan may be divided into several distincts, in each of which the variations are similar, and in particular that characteristic high and low waters appear to move along the coast with velocities of internal wave.

1. Introduction

In the previous papers (SHOJI, 1954, 1955 and also S. YOSHIDA, 1961), it was shown, making use of the daily mean sea levels at the tidal stations on Hachijo-jima and others of the Izu peninsula, that the daily mean sea levels change parallel to the dynamic heights of the neighbouring seas and, therefore, the variations of oceanographic conditions of the sea can be inferred from the data of the mean sea levels. Especially the variations of the axis of the Kuroshio is clearly indicated by the change of the sea levels of Hachijo-jima.

In this report the daily mean sea levels along the all coast of Japanese Islands are



* Received June 6, 1961.
** Hydrographic Office of Japan.

examined and the relations between sea levels and the oceanographic and meteorological conditions are tried to be found as far as possible. But the data of oceanographic observations are not so abundant as it is possible to be compared with the mean sea levels which can be obtained from day to day.

In this study the "mean sea level" means the 24-hour mean of the sea levels, corrected for the barometric effect, on the assumption that the atmospheric pressure of 1 millbar corresponds to 1 centimeter of the sea level, so that

$$\text{"mean sea level"} \quad l=h+p\ .$$

where h is the 24-hour mean of the sea levels from 0 to 23 o'clock of a day, in centimeter, p is daily mean atmospheric pressure at the weather station nearest to each tidal station, in millibar. It will be better if we use 25-hour mean instead of the 24-hour mean in order to eliminate the astronomical tides, but 24-hour mean was adopted to save computations. And, because mean air pressure is the mean of 4 observations a day, it may have comparatively large errors, especially at the time of violent meteorological disturbances. The effect of the wind will be discussed later.

The locations of the tidal stations treated here are shown in Fig. 1. Among them three stations, Wajima, Nezugasaki and Oshoro, belong to the Geographical Survey Institute and one, Hachijo to the Hydrographic Office and all the other stations to the Meteorological Agency.

2. Variations along the Pacific Coast

Figs. 2 and 3 show the variations of the daily mean sea levels along the Pacific coast of Japanese Islands from north to south. Fig. 2 is the one for 1955 and Fig. 3 for 1956 respectively. From these figures, the followings are readily seen.

a) At each station, there appear variations of period of days to tens of days, besides the annual variations which is high in summer and low in winter. However, these variations of shorter periods are not always smaller than the annual variations, and often reaches more than 20 centimeters, especially in southern areas.

It is well known that the annual variations are due to the seasonal variation of temperature of the upper water of the ocean and this is not the subject of this paper, but it may be remarked that the variations of very long period of the oceanic current may affect these annual variations. (Nomitsu et al. 1927)

b) The variations at Hachijo-jima are much greater than that of other places and have different features. It was already explained in the previous papers that this is due to the variations of the axis of the Kuroshio.

c) It is easily seen that the Pacific coast is divided into two parts; north of Chosi and southwest of Mera. In northern part, the annual variations are predominant and in southern part the variations of shorter periods are very large.

By closer examination, the northern part may be further divided into Hokkaido coast and east coast of Honshu, and Kagoshima is a little different from other southern stations.

d) Characteristic features of the variations, for example, large crests and troughs can be traced throughout each area, some of them can be traced in all the Pacific coast. And these features seem to travel from north to south in general, contrary to the direction of the current of the Kuroshio.

These facts are explained as follows. The Japanese Islands are situated in the field of streams which may be called the Kuroshio current system and consists of the Kuroshio and the Tsushima current. The coast line of these islands is approximately the stream line of this stream field. As far as the currents are considred to be geostrophic and the vertical and horizontal frictions are neglected, the stream line coincide with the equipotential line. Therefore, the sea level along the coast should be nearly equal at all points. The island such a Hachijo-jima and Hokkaido, which is separated by a strait where a strong current exists, are on a different stream lines, so the sea levels can change independently. And the currents

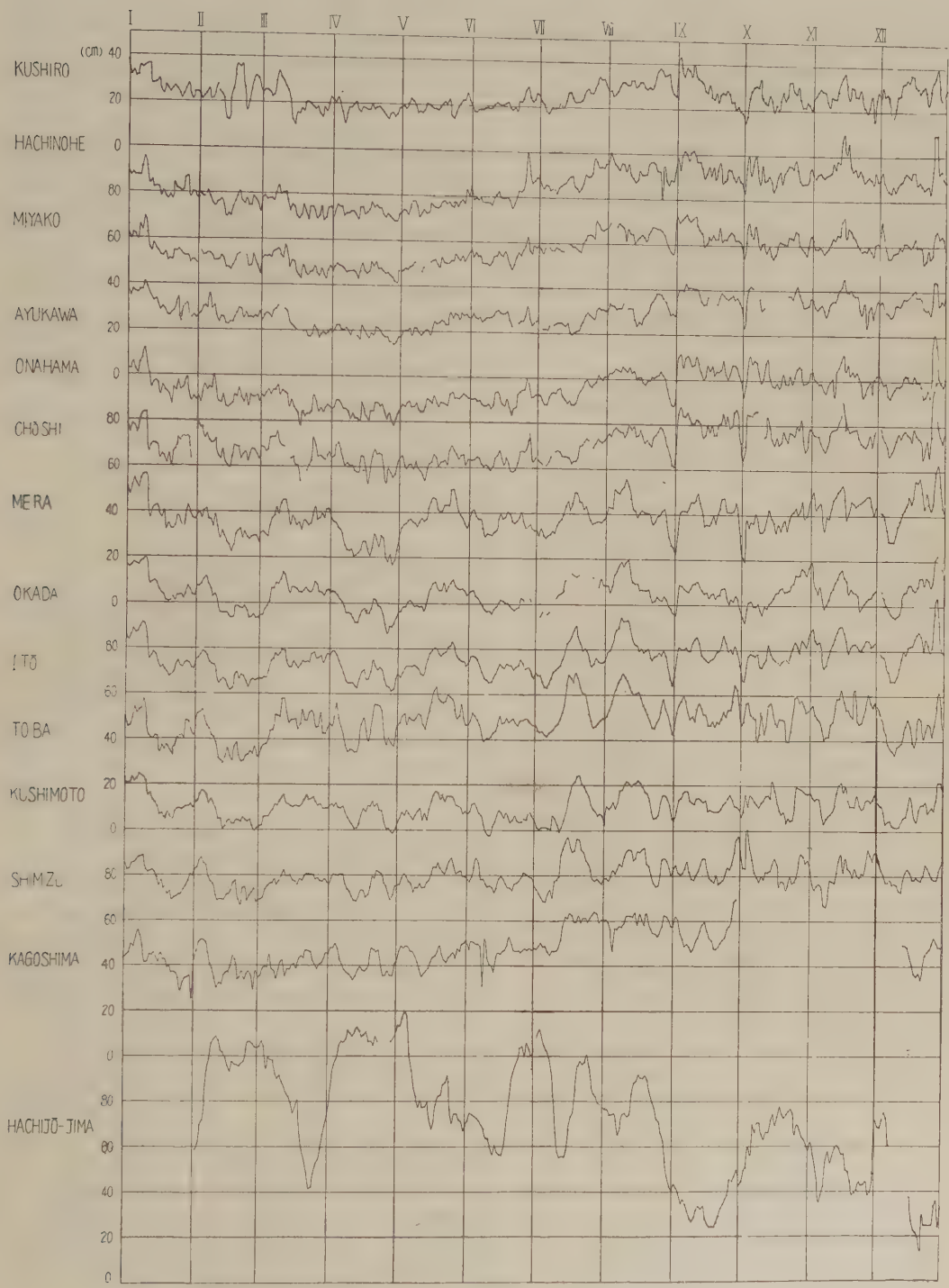


Fig. 2. The Variation of Daily Mean Sea Level 1955 (Pacific Coast).

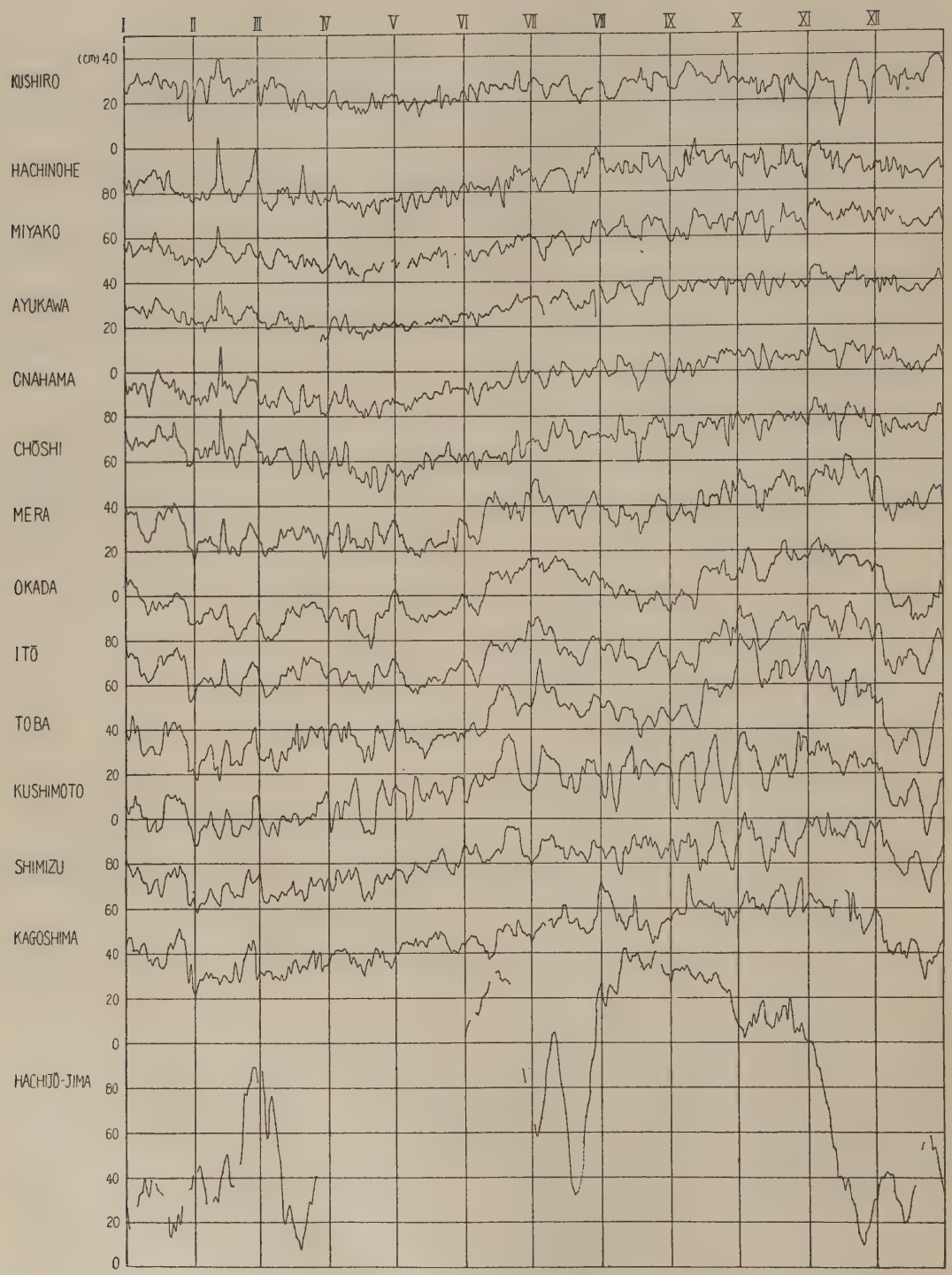


Fig. 3. The Variation of Daily Mean Sea Level 1956 (Pacific Coast).

in the strait or between Hachijo-jima and the main land are related to the difference of sea levels on both sides by the equation of the geostrophic current. (HIKOSAKA, 1953 and S. YOSHIDA, ibid)

On the other hand, if the sea levels at two points on a same coast differ, there must be a current along coast between them. This current is not geostrophic. Assuming that the TORRICELLI's formula holds for this case as the first approximation, that is, velocity $v=\sqrt{2gh}$, and taking $h=10$ cm., the velocity of the current is estimated to be about 150 cm/sec. As the direction of the current of this kind is same as the slope of the sea surface it will not be stable, except for some reason.

The fact that the type of the variation of mean sea levels differs between Mera and Choshi means that strong currents appears frequently in this area and this corresponds well to the fact that the Kuroshio flows always near coast in this area. And the report of MORIYASU that the difference of monthly sea levels between Kushimoto and Uragami (10 miles east of Kushimoto) is closely related to the location of the Kuroshio off this coast is considered to be of the same nature. (MORIYASU, 1958) Hence, it will be possible to know the meandering of the Kuroshio by taking the differences of sea levels at a suitable pair of tidal stations.

According to the charts of the distribution of sea water temperatures in the ocean around Japan, there always exists a warm water along the east coast of Honshu which come down from the Tsugaru strait between Honshu and Hokkaido. This is also explained from the principle that along the coast the water level has to remain as constant as possible.

3. Sea Level Variations along the South Coast Japan

The variations of sea levels along the south coast of Japan are much greater than along the east coast of Honshu, as mentioned above. In this area, the strong current of the Kuroshio flows near the coast, and these variations are considered to be an expression of the variations of the Kuroshio.

Across the Kuroshio, the sea surface has a slope and the difference of the sea levels between left and right side of the current reaches about 100 centimeters. The sea level of right-hand (off-shore) side may be assumed to make little variations of short periods, so when the sea level along the coast rise the difference of sea level between both side become smaller, and the current become weaker, and vice versa. The amplitude of the variations is often 20 to 30 centimeters and is 20 to 30 per cent of the total difference.

In the vicinity of Mera and Choshi, when the sea level along the south coast rises, the sea level at Mera will rise, too, but at Choshi the sea level will remain unchanged relatively, and the difference between them increases. The current along this coast will also increase. We get a little paradoxical conclusion that when the Kuroshio become weaker the current of this coast and neighboring sea become stronger. These inference are to be confirmed by the actual oceanographic observations.

As pointed out in the previous papers, the sea levels along the south coast of Honshu and at Hachijo-jima tend to change inversely. The falling of sea level at Hachijo means the south-eastward movement of the cold water mass off Enshu-nada. Therefore, it may be concluded that the weakening of the Kuroshio accompanies the south-eastern translation of the cold water mass.

All these considerations are applied only to the variations which can be traced throughout the all south coast. Besides them there are local variations, too. For example, in the record of Kushimoto in 1956, there appeared a crest on 21st Sept. and a trough on 26th of the same month, and the difference between them was as large as 30 centimeters. This crest and trough could be seen at Shimizu, too, but were not clear in the eastern area from Toba. In this month, three typhoons came to Japan and this crest and trough might be due to these typhoons. (9th, 22nd, and 27th of Sept.) But it seems certain that this phenomenon was not due

to the simple wind effect. The actual variations of the Kuroshio or the density distributions were not clear owing to the lack of the observations.

On 30th Oct., 1956 there was a high peak on the record of Toba. This peak was certainly caused by run-off due to the heavy rain fall on the nearby land area.

A regular oceanographic observation began in 1955, as a joint operation of the Japanese Hydrographic Office and Meteorological Agency. But it has been carried out on a quarterly basis and quite inadequate to be compared with the variations of mean sea levels. Nevertheless, it is not in vain to look at the general features of the Kuroshio in these period. In 1955, there was a cold water mass continuousely off the south coast of Japan. In earlier half of the year the cold water mass was in relatively western part and during autumn and spring of 1956, it moved to eastwards and became smaller. By the observation of May, 1956, it was found that it almost disappeared but in June it appeared again for a short period and in August and October the cold water mass did not exist. In November, 1956, the sea level of Hachijo-jima fell and indicated that the cold water mass again appeared in this area. (See "the State of the Adjacent Seas of Japan" issued quarterly by the Hydrographic Office of Japan.)

As seen above, the sea levels at Hachijo-jima correspond well with the behavior of the cold water mass (in other words, the position of the Kuroshio in this area), but the sea level along the coast of Honshu seems to have little relations with it. More detailed examinations are needed.

4. Sea Level Variations caused by Storm Surges

Compared with the sea level variations along the south coast, it is more simple and monotonous along the east coast of Honshu and this is due to the fact that there is no strong currents off these coast.

But a few remarkable variations were found on this coast. From 26th to 30th, Dec. 1955 and 12th to 15th, Feb. 1956, there were high crests on all the stations on the Pacific coast. The times of the maxima of these crests were estimated from a figure (Table 1, unit of time; $\frac{1}{4}$ of a day), and plotted in Fig. 4 (left half).

According to the Geophysical Review of the Japanese Meteorological Agency, a severe storm hit the east coast of Honshu on 26th of December, 1955, (Fig. 5) and many coastal constructions suffered from great damages by high water due to this storm, especially in the vicinity of Miyako. Also, on 12th, Feb. 1956, a storm hit Miyako and Hachinohe, due to a depression, passed off this coast.

In either case, there occurred a high water due to the strong wind and then the disturbance travelled southwards along the coast of Japan. Its velocity is about 250 cm/sec outside of the originating area, from Fig. 4. The next table shows the observed wind excerpted from the Geophysical Review. In both case, strong northerly winds blew for more than 24 hours. It is worth to note that the wind directions were north, rather than

Table 1.

Station	Kushiro	Hachinohe	Miyako	Ayukawa	Onahama	Choshi
Dec.	27	$26\frac{1}{2}$	$26\frac{1}{2}$	$26\frac{1}{2}$	$26\frac{1}{4}$	$26\frac{3}{4}$
Feb.	12	12	$12\frac{1}{4}$	$12\frac{3}{4}$	13	$13\frac{1}{4}$

Station	Mera	Ito	Toba	Kushimoto	Shimizu	
Dec.	$27\frac{1}{2}$	$27\frac{3}{4}$	29	$29\frac{1}{2}$	31	
Feb.	$13\frac{3}{4}$	$14\frac{1}{2}$	$15\frac{1}{4}$	$15\frac{1}{2}$	—	

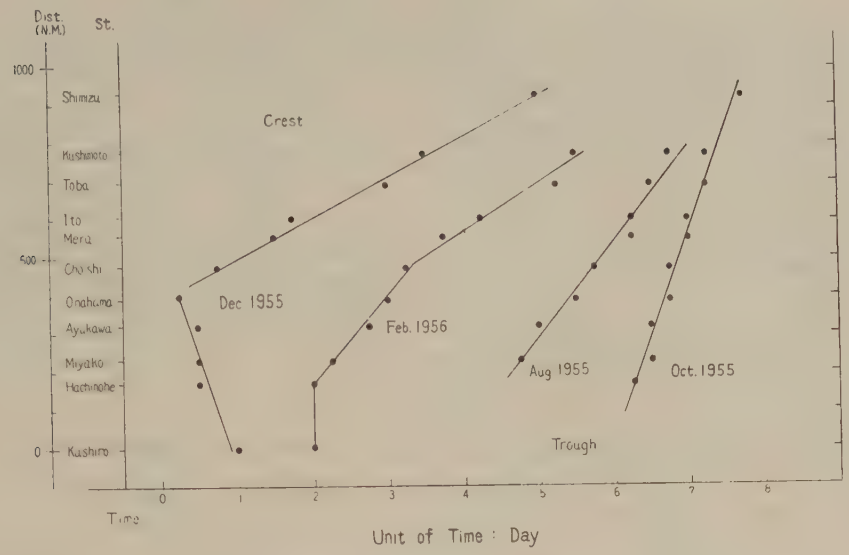


Fig. 4. Travel Time Diagram.

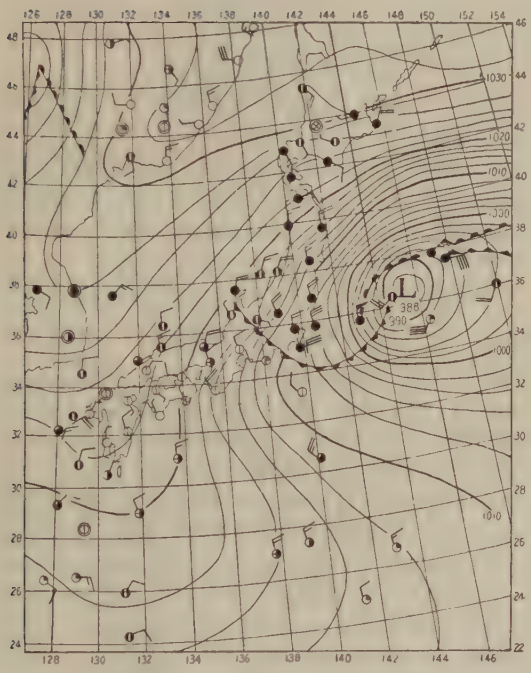


Fig. 5. Weather Map at 0900 (J.S.T.) December 26th, 1955.

east.

According to the records of Hachinohe, there were surges on 26th June, 1955, 29th, Feb. and 21st, Mar. 1956 and in every case the winds were northerly, but the high waters did not travel to the south. The conditions which determine whether a storm surge in this area is transmitted or not, are not clear. They will be related to the direction of wind, area in which the surge occurs and the oceanographic conditions at that time and so on.

At the end of August and the beginning of October, 1955, there appeared deep troughs along the Pacific coast of Japan. The time of minimum for each station was calculated and plotted in the same manner as above and tabulated below. And the right half of Fig. 4 shows the result. From this figure the velocity of travel of these troughs are determined as about 550 cm/sec and 700 cm/sec, respectively.

According to the Review mentioned above, strong southerly wind blew between Miyako and Choshi from 29th to 31st of August, due to the front activity of the depression No. 17 of that month. And at the end of September the typhoon No. 22 passed through the Japan Sea, and again southerly winds were very strong along this coast on 30th Sept. and 1st Oct. (Fig. 6) Therefore, these lowering of sea level are the results of the weather conditions that strong southerly winds blow parallel to the coast and is just the counterpart of the above mentioned highwater.

Table 2.

	Station	Max. wind vel. (m/sec)	Wind dir.	Time d h m
Dec.	Choshi	28.5	NNW	26 06 20
	Onahama	16.9	N	26 03 45
	Miyako	13.2	N	26 11 10
	Hachinohe	23.5	ENE	26 00 50
Feb.	Choshi	19.3	N	12 23 50
	Miyako	13.5	N	12 09 50
	Hachinohe	25.5	N	12 06 30

Table 3.

Station	Hachinohe	Miyako	Ayukawa	Onahama	Choshi
Aug.	—	29¾	30	30½	30¾
Oct.	30¾ (Sept.)	1	1	1¼	1¼

Station	Mera.	Ito	Toba	Kushimoto	Shimizu
Aug.	31¼	31¼	31½	31¾	—
Oct.	1½	1½	1¾	1¾	2¼

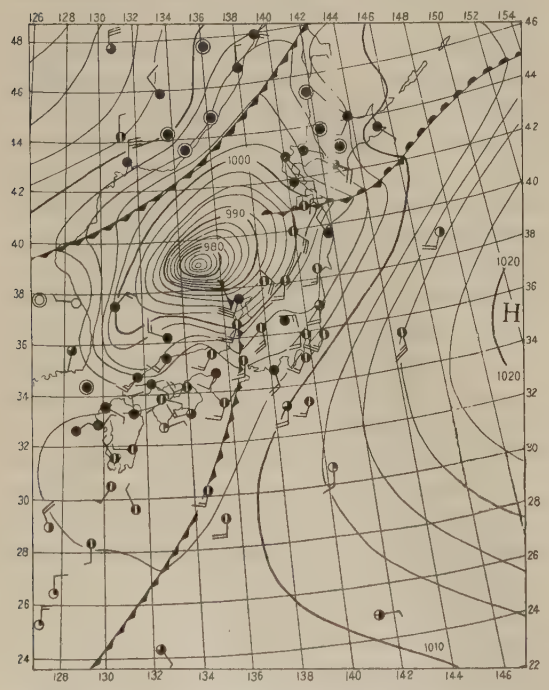


Fig. 6. Weather Map at 2100 (J.S.T.) September 30th, 1955.

According to K. Yoshida, (K. Yoshida, 1960) the phenomenon that a sea level disturbance travels along the coast may be interpreted as an internal Kelvin wave (Proudman, 1953). Its velocity is given by

$$c=\sqrt{g\Delta\rho}\sqrt{H\cdot H'/D},$$

where c is the velocity, g acceleration of the gravity, $\Delta\rho$ the difference of density between lower and upper layer (sea is considered to consist of two layers of water). And H and H' are the thickness of lower and upper layer respectively, and D is the total depth. Assuming that $g=1000\,\mathrm{cm/sec^2}$ $\Delta\rho=2\cdot10^{-3}$, $D=4000\,\mathrm{m}=4\cdot10^5\,\mathrm{cm}$, and taking $c=250\,\mathrm{cm/sec}$, H' (thickness of the upper layer) is estimated as about 350 m. This value is plausible. But the velocity of the troughs, 500 cm/sec or more, is a little too large to be explained by this formula. However, considering that the effect of upwelling can reach deeper than heaving, and hence $\Delta\rho$ and H' can be greater it is conceivable that the velocity of the troughs is larger than that of the crests.

Intense sinking or upwelling of water or

strong currents are supposed to accompany with these travelling disturbances, but there are no observations which give evidences of them.

5. Sea Level Variations along the Japan Sea Coast

Figs. 7 and 8 show the variations of the daily mean sea levels along the Japan Sea coast of Honshu and Hokkaido, together with the west coast of Kyushu. From these figures, one can see easily the characteristics of this coasts.

a) The variations along the Japan Sea coast show much larger day to day variations when compared with that of the Pacific coast or the west coast of Kyushu, and have quite different features. The range of variations often reaches to 30–40 centimeters in a few days.

b) Remarkable crests or troughs occur almost simultaneously throughout this coast or one day later in northern part than in southern part.

c) The variations at Tomie and Kagoshima are very similar with each other, and smooth

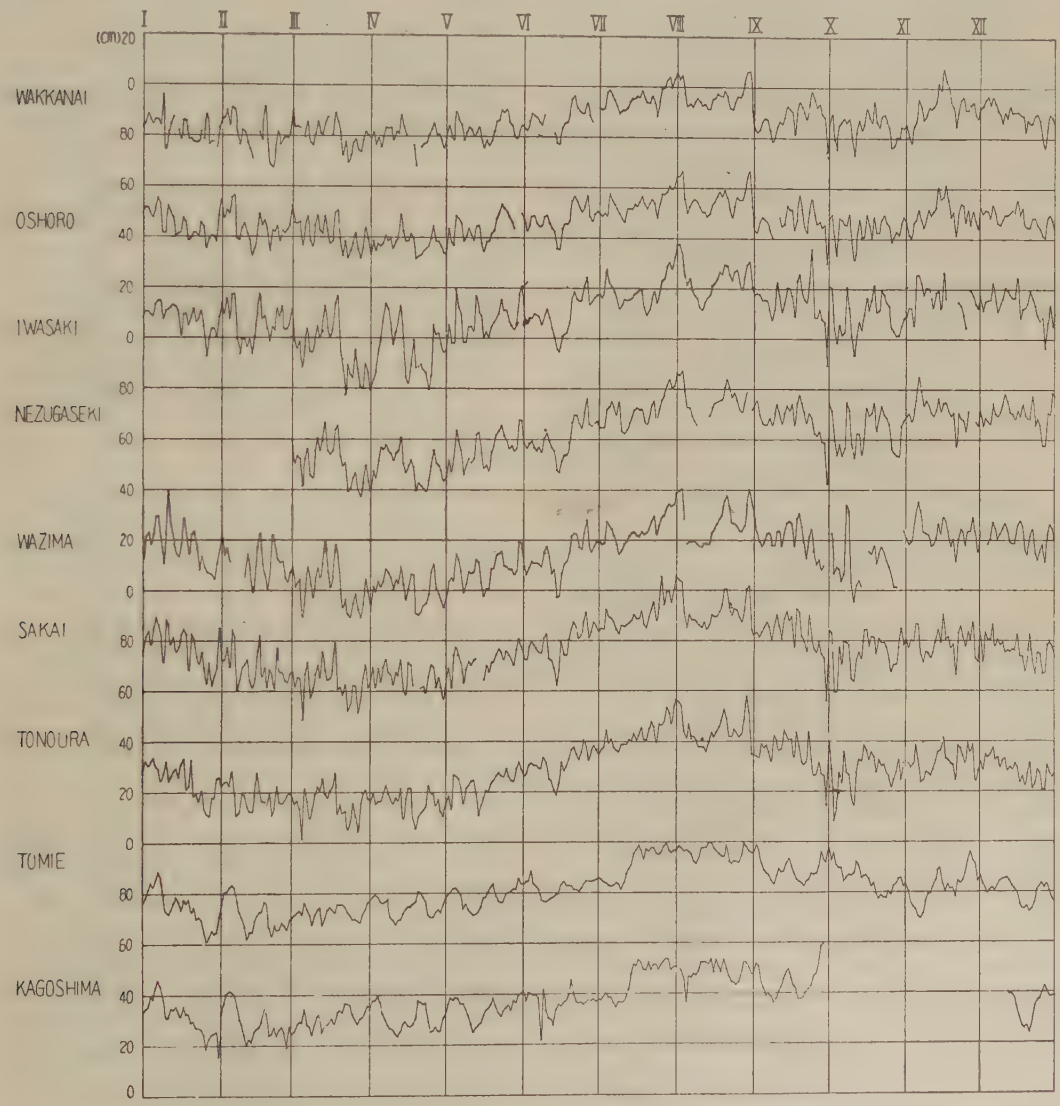


Fig. 7. The Variation of Daily Mean Sea Level 1955 (Japan Sea Coast).

as the Pacific coast but their shapes are differ from that of the Pacific coast.

It is certain that the large variations of sea levels along the Japan Sea coast are mainly due to the action of winds, because all remarkable crests or troughs are always accompanied by strong winds of typhoons, fronts or monsoons. The west or south-western winds cause to rise and north or northeastern winds to lower the sea levels.

But it is an another question why the wind effect is much larger along the Japan Sea coast than the other coast, and more detailed considerations are necessary.

The barometric coefficient is approximately equal to 1, according to a rough estimation, and it is same as the other coast.

The shallowness of the Japan Sea (espécially in south-western part) and the topographical features of the sea (an independent sea bounded by lands) may be pointed out as the causes of this phenomenon. But along the west coast of Kyushu and the Okhotsk coast of Hokkaìdo, both shallow as the south-west Japan Sea, the sea level fluctuations are not so large as this, and therefore,

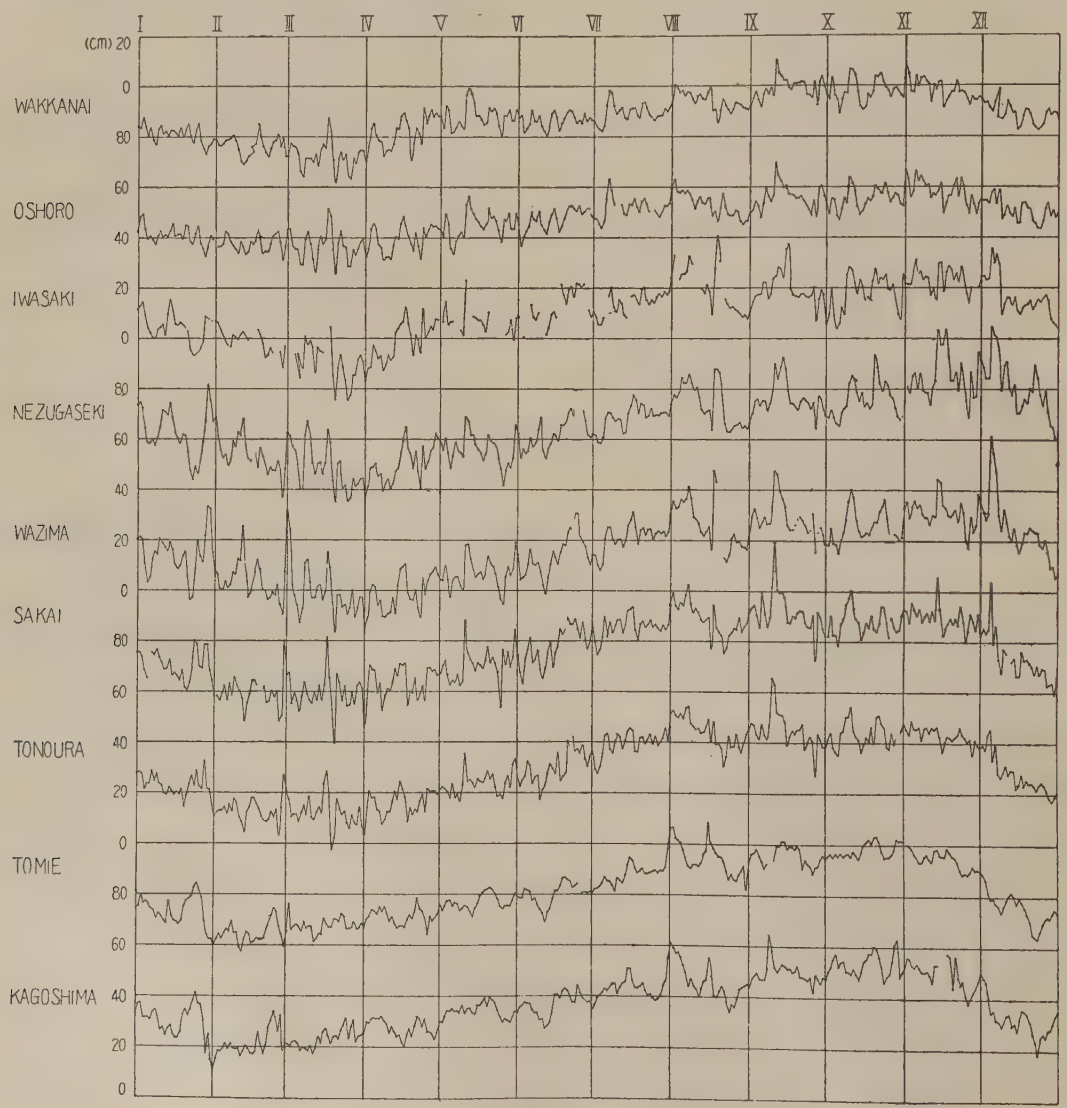


Fig. 8. The Variation of Daily Mean Sea Level 1956 (Japan Sea Coast).

shallowness is difficult to be the main reason.

According to the paper of K. YOSHIDA, mentioned above, the internal Kelvin wave proceed from south to north along the coast, which is situated on east side of a sea as the Japan Sea coast, contrary to the Pacific coast. And the meteorological disturbances such as depressions or typhoons generally proceed from south to north in this area, so the direction of the Kelvin wave and its meteorological cause have a common direction of travelling. Therefore, a resonance effect of some kind may occur in this case. The velocity of depressions is usually 10 to 20 m/sec and the velocity of the Kelvin wave is estimated to be about 5 to 10 m/sec, and the sea level fluctuation moves with a velocity of 10 m/sec or more.

As another characteristic of the Japan Sea, off the coast of Honshu in the Japan Sea warm water mass of 200–300 meters thick lies above the cold and uniform Japan Sea deep water, and a sharp transition layer always exists between them. This may have relation with the rapid variation of Japan Sea coast, for example as internal seiches.

At present, no definite answer can be given to this problem. The first step for solving this problem will be to determine by observation whether the condition of the static equilibrium is satisfied or not in the Japan Sea, as it has been proven in the Pacific Ocean.

The sea level of the west coast of Kyushu has to relate closely with the current through the Tsushima strait between Korea and Japan, and hence with the sea level variations in the Japan Sea, too. But the relations between them are not clear from Figs. 5 and 6, because of large fluctuations along the Japan Sea coast.

The difference between the types of variation along the coast of Kyushu and the south coast of Japan will be related to the current of the Osumi strait, south of Kyushu, where the Kuroshio runs over a shallow ridge and the Tsushima current separate from the Kuroshio.

6. Conclusions

Summarizing the above, followings are the main conclusions of this paper.

a) The coast of the Japanese Islands is divided into the following areas by the type of variations of daily mean sea levels, and in each area the sea level variations are very similar for all stations; the south coast of Hokkaido, east coast of Honshu, west coast of Kyushu, Japan Sea coast (and Okhotsk coast of Hokkaido).

And this division can be interpreted in connection with the distribution of oceanic current around the Japanese Islands.

b) The variations of daily mean sea levels along the south coast of Honshu are closely related to the variation of the Kuroshio. From the variation of sea levels, it is inferred that the Kuroshio make large variations in a few days. It seems there are no definite periods for them.

c) Along the Pacific coast, the variations of sea level travel from north to south along the coast, especially it was found that high and low waters due to the winds were transmitted with velocities of 250 cm/sec to 700 cm/sec and this phenomenon was explained as internal Kelvin wave.

d) The daily mean sea levels along the Japan Sea coast are greatly affected by winds and it is suggested that the internal Kelvin wave may be essential as a secondary cause.

Besides these conclusions, it will be worth to note that along the Pacific coast the direct wind effect is hardly to be observed except on a few occasions. In the two years under examination many typhoons came to Japan, nevertheless, no remarkable high water was observed at the day of hitting. It will be said that this indicate winds affect primarily to change the density distribution of the sea and this means that the so-called response time is rather short in the ocean.

In this report only qualitative descriptions and considerations concerning the variations of daily mean sea level were given. More detailed and quantitative investigations are necessary by means of actual observations as well as theoretical studies. We have

very few observations, such as the one described by S. YOSHIDA, already mentioned, which can be compared with the day to day variations of sea level.

Acknowledgement

The author express his deep appreciations to Mr. R. WATANABE, Mr. S. YOSHIDA and Miss K. TAMURA who helped him in computations and preparations of the manuscript.

References

HIKOSAKA, S., 1953:
On the Ocean-current (Non-tidal Current) in the Tsugaru Strait. (in Japanese.) Hydrographic Bulletin, **39**, 1953.

MORIYASU, S., 1958:
On the Fluctuation of the Kuroshio South of Honshu (4). Journ. Oceanogr. Soc. Japan. **14**, (4), 1958.

NOMITSU et al., 1927:
The Causes of Annual Variation of the Mean Sea Level Along the Japanese Coast. Mem. Coll. Sci. Kyoto Univ. Ser. A , **10**, 1927.

PROUDMAN, J., 1952:
Dynamic Oceanography. Methuen, London, 1952.

SHOJI, D., 1954:
On the Variation of Daily Mean Sea Level and the Oceanographic Condition. (in Japanese) Hydrographic Bulletin, Sp. No. **14**, 1954.

SHOJI, D., 1955:
On the Variations of Daily Mean Sea Levels and the Kuroshio from 1954 to 1955. Proc. Unesco Symp. Phys. Oceanography, Tokyo. 1955.

YOSHIDA, K., 1960:
The Oceanic Waves of Days to Months' Periods. Rec. Oceanogr. Works, Japan. **5**, (2), 1960.

YOSHIDA, S., 1961:
On the Short Period Variation of the Kuroshio in the Adjacent Sea of Izu Islands. (in Japanese) Hydrographic Bulletin, **65**, 1961.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 3, September 1961

チリ地震津波をめぐつて Ⅳ*

三　好　　寿**

On the Tsunami of May 24, 1960 (IV)

Hisashi MIYOSHI

Abstract: The areas which should be watchful against the tsunamis are (1) the *V*-shaped or *U*-shaped bays, (2) the tied islands, and (3) the areas which lie between the points and the roots of the headlands. The highest wave in Hokkaido (Japan) attacked western side of Erimo Headland on May 24, 1960. The distributions of energies along the coast of a headland being attacked by the tsunamis of various directions of advances, can be analysed by the calculus of variations. With the developments (the increases of the populations) of the areas around the headlands, this investigation should be pushed.

1. 緒　　言

1961年4月神戸における海洋学会で紹介した霧多布の復興の模様***のつけ足しとして発表した，岬のつけ根と先端の中間の区域に波のエネルギーが収斂するという事実について述べる。これは今後解析を充分に進めて，「岬と津波」という題（仮題）で英文をもつて執筆する予定でいる。

2. 津波に対して警戒すべき地域

チリ地震津波に対してもそうであつたが，津波に対して警戒すべき地域は，

（1） U字型，V字型の湾の湾奥。

（2） 陸繋島（北海道で 1，2 番目に被害の大きかつた霧多布，函館は何れも陸繋島の上に発達した街である）。

（3） 岬のつけ根と先端の中間の区域。

である。（3）が（1），（2）に比べて目立たないのは人口が少なく，また常々しけの脅威にさらされていて抵抗力を持つているからである。今後鉄道の敷設などに伴ない，この地域も（1），（2）と並んで注目されなければならない。筆者らはこういつた観点から，襟裳岬の，特に西岸の調査に力を注いだ。その結果，チリ地震津波が北海道で一番強く来襲した地域はこの地域であることが判明した。

3. 津波の高さの表現法

こうした事情を定量的に説明するのに，1つ指摘しなければならないことがある。それは来襲した津波の高さの表現法である。筆者らの作製した報告書では最高水位を東京湾中等潮位から測つた高さだけをしるしている。しかしこの方法だと，たとえば満潮時に海面が東京湾中等潮位から 1.5 m あつたところへ 0.1 m の津波がやつてきたとすると，1.6 m の津波がやつてきたとしるされるわけである。もう1つの表現の仕方は最大増水高すなわち推算潮位に加わつた増水高をあらわすことである。これだと，たとえばAの津波の平均2倍の高さの津波Bがやつてきた場合どうなるかという研究の際に，Aの場合の波高分布の各値を2倍して見れば目安がつく。さらに襟裳岬沿岸の各点にどのようにエネルギーが分布したかを見る際，後者の表現方法だと単に波高を自乗して，その値の分布を見ればよい。両者の表現方法による2つの値を併記しようという気象庁の案を全面的

* 1961年4月海洋学会（神戸）にて講演。1961年5月2日受理。

** 東京水産大学物理学教室。Tokyo University of Fisheries

*** 同じ陸繋島の Talcahuano（チリ）が津波対策として非常に不充分な防潮堤を計画しているので，この霧多布の防潮堤計画を大きく印刷し，英文の論文として Talcahuano に送付する象定でいる。

Fig. 1. The Tsunami of May 24, 1960, attacking Shoya which lies on the eastern side of Erimo Headland (Hokkaido, Japan).

に支持する以所である。同様なことは最低水位，最大減水高についてもいえるが，これは住民の証言の信頼度がきわめて低い。

さて筆者がこれから行なう予定の研究は当然最大増水高をもつて表現されなければならないが，ここでは科学研究費によつて行なわれた踏査の速報にしるされた最高水位をとりあえず引用する。

西岸の波高分布に目を通すと，ニカンベツ川口(岬の先端より直線距離で 25 km 弱) で最高値 (5.0 m) を示している。東岸では測点密度が小さいが，庶野 (岬の先端より直線距離で 15 km) で最高値 (3.7 m) が現われている。西岸で 15 km のところは幌泉であるが，ここでは津波は弱い。すなわち東西両岸の波高分布に非対称が見られる。これは津波が東南からきたことを考えるとむしろ当然予想されることである。(筆者が東南から一様な強さの波がきたとして画いた refraction diagram† では ray がニカンベツ川口と庶野に集中することが示された。) したがつて西南からくる (三陸) 津波の場合には，この非対称が逆に現われるであろうことおよび真南からくる津波では平均の現象が現われることも当然想像されるのである。

こうした理論は警報を出す際に役立てなければならないので，数理的な解析がどの程度この間の消息を表現するか追求して見たいと思う。

4. 解 析 I

まず xy 座標を取り，半直線 Oy をもつて岬とする (第2図参照。以下同様)。x 軸は当然東方を向き，やつてくる津波の波面は

$$y = mx - b \qquad (1)$$

であるとする。この直線は x 軸と Θ ($\tan\Theta = m$) なる角度で交わつているとする。

つぎに海の深度分布であるが，第1，4象限では

$$\text{depth} = k|x| \qquad 0<|x|<a \qquad (2)$$
$$= K|x| + B \qquad a<|x|<A \qquad (3)$$
$$= H \qquad A<|x| \qquad (4)$$

がそれぞれ，大陸棚，大陸棚斜面，大洋底をあらわすものとする。当然 $k<K$, $ka = Ka + B = h$, $KA + B = H$ とする。

また第 2, 3 象限では極座標をもつてあらわし

$$\text{depth} = kr \qquad 0<r<a \qquad (2')$$
$$= Kr + B \qquad a<r<A \qquad (3')$$

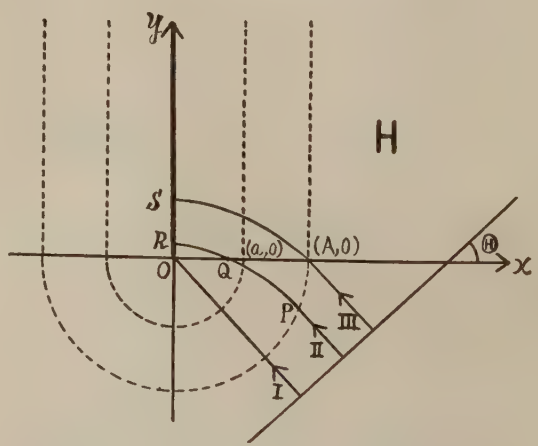


Fig. 2. The figure showing a headland and the refracting rays of the tsunami. oy shows the headland. I, II and III are the rays of the tsunami. And the broken lines are the depth contours.

† 紛失。

$$\text{depth}=H \qquad A<r \qquad (4')$$

がそれぞれ，大陸棚，大陸棚斜面，大洋底をあらわすとする。

そして左右対称の現象であるから，$\theta=0\sim\pi/2$ の範囲の研究をすればよい。まず原点 O から波面直線に下した垂線は明らかに1つの ray であつてこれを I と呼ぶ。また点 $(A, 0)$ から下した垂線は $(A, 0)$ をこえて曲線となり，S 点 $(0, y_1)$ で岬の東岸にはいる。この ray を III と呼ぶ。この2本の ray の間にはさまれた ray を一応研究して見る。いま簡単な場合として，$k=K$ すなわち $B=0$ の場合を扱つて見る。

今 I, III の間にある ray を II として，II が $r=a$, $y=0$, $x=0$ なる1円周，2直線と交わる点をそれぞれ $P(A, -\theta_0$: 極座標$)$, $Q(x_0, 0)$, $R(0, y_0)$ とする。

そうすると，$(A, 0)$ をこえた III の曲線部分および Q をこえた II の曲線部分をあらわす方程式は一括して

$$\int\frac{\sqrt{1+y'^2}}{\sqrt{g\cdot\text{depth}}}dx\to\min.\ (g\text{ は重力加速度})\ \text{より}$$

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{\partial}{\partial y'}\frac{\sqrt{1+y'^2}}{\sqrt{\text{depth}}}\right)=\frac{d}{dx}\left(\frac{y'}{\sqrt{1+y'^2}}\frac{1}{\sqrt{\text{depth}}}\right)=0 \qquad (5)$$

$$\therefore\quad \frac{y'}{\sqrt{1+y'^2}}\frac{1}{\sqrt{\text{depth}}}=L \qquad (6)$$

$$y'=\frac{-L\sqrt{kx}}{\sqrt{1-L^2kx}}=-u \qquad (7)$$

$$\therefore\quad y=\frac{1}{L^2k}\left(\frac{u}{1+u^2}-\tan^{-1}u\right)+M \qquad (8)$$

ray III については，$x=A$, $y=0$ で $y'=-1/m$, $y=0$ であることから

$$L=\sqrt{\frac{1}{H(m^2+1)}} \qquad (9)$$

$$M(=y_1)=\frac{H(m^2+1)}{k}\tan^{-1}\frac{1}{m}-\frac{Hm}{k} \qquad (10)$$

を得る。

5. 解　析　II

つぎに ray II については，さらに $\widehat{PQ}$ の方程式は曲座標を用いて

$$\int_{x0}^{A}\frac{\sqrt{1+r^2\theta'^2}}{\sqrt{kr}}dr\to\min.\quad \text{より}$$

$$\frac{1}{\sqrt{kr}}\frac{r^2\theta'}{\sqrt{1+r^2\theta'^2}}=N \qquad (11)$$

$$\therefore\quad \theta'=-\sqrt{\frac{N^2k}{r^3-N^2kr^2}} \qquad (12)$$

$$\theta=-\int\frac{\sqrt{N^2k}}{\sqrt{r-N^2k}}\frac{dr}{r}+\theta_1 \qquad (13)$$

$\sqrt{r-N^2k}=w$ とすれば

$$\theta-\theta_1=-\int\frac{2\sqrt{N^2k}}{w^2+N^2k}dw$$

$$=-2\tan^{-1}\frac{\sqrt{r-N^2k}}{\sqrt{N^2k}} \qquad (14)$$

を得る。したがつて

$$r=N^2k\sec^2\frac{\theta-\theta_1}{2} \qquad (15)$$

(8)式と(15)式をつないで見よう。まず(15)式の曲線が P 点 $(A,-\theta_0)$ を通るには(15)式は

$$r=A\frac{\sec^2\dfrac{\theta-\theta_1}{2}}{\sec^2\dfrac{\theta_0+\theta_1}{2}} \qquad (16)$$

でなければならない。つぎにこの曲線が P 点で $-1/m$ なる方向係数を持つためには

$$\frac{J(r\sin\theta)}{J(r\cos\theta)}=\frac{\dfrac{\Delta r}{\Delta\theta}\sin\theta+r\cos\theta}{\dfrac{\Delta r}{\Delta\theta}\cos\theta-r\sin\theta}=\frac{\sec^2\dfrac{\theta-\theta_1}{2}\tan\dfrac{\theta-\theta_1}{2}\sin\theta+\sec^2\dfrac{\theta-\theta_1}{2}\cos\theta}{\sec^2\dfrac{\theta-\theta_1}{2}\tan\dfrac{\theta-\theta_1}{2}\cos\theta-\sec^2\dfrac{\theta-\theta_1}{2}\sin\theta}$$

$$=\frac{\cos\left(\dfrac{\theta-\theta_1}{2}-\theta\right)}{\sin\left(\dfrac{\theta-\theta_1}{2}-\theta\right)}=\cot\left(\frac{\theta-\theta_1}{2}-\theta\right)=-\cot\frac{\theta+\theta_1}{2}=-\frac{1}{m} \qquad (17)$$

$$\therefore\quad \left[\frac{\theta+\theta_1}{2}\right]_{\theta=-\theta_0}=\Theta \qquad (18)$$

したがつて $\theta_1=2\Theta+\theta_0$ (19)

これより(16)式ば

$$r=A\frac{\sec^2\left(\frac{\theta-\theta_0}{2}-\Theta\right)}{\sec^2(\Theta+\theta_0)} \tag{20}$$

となる。これと(8)式をつなぐには，Q の位置の x_0 とそこにおけるこの曲線の方向係数を出さねばならない。

(20)において $\theta=0$ として

$$x_0=A\frac{\sec^2\left(\frac{\theta_0}{2}+\Theta\right)}{\sec^2(\theta_0+\Theta)} \tag{21}$$

また方向係数は同じく $\theta=0$ として

$$\frac{\Delta(r\sin\theta)}{\Delta(r\cos\theta)}=-\cot\frac{\theta+\theta_1}{2}$$

$$=-\cot\left(\Theta+\frac{\theta_0}{2}\right) \tag{22}$$

$\therefore$ (7)式より

$$\frac{L\sqrt{kx_0}}{\sqrt{1-L^2kx_0}}=\cot\left(\Theta+\frac{\theta_0}{2}\right)$$

$$\therefore\quad L=\frac{\cos\left(\Theta+\frac{\theta_0}{2}\right)}{\sqrt{kx_0}} \tag{23}$$

また(8)式より，R 点の座標は

$$y_0(=M)=\left[\frac{1}{L^2k}\left(\tan^{-1}u-\frac{u}{1+u^2}\right)\right]_{x=x_0,\,u=\cot(\Theta+\theta_0/2)}$$

$$=A\frac{\sec^4\left(\Theta+\frac{\theta_0}{2}\right)}{\sec^2(\Theta+\theta_0)}\left[\frac{\pi}{2}-\Theta-\frac{\theta_0}{2}-\sin\left(\Theta+\frac{\theta_0}{2}\right)\cos\left(\Theta+\frac{\theta_0}{2}\right)\right] \tag{24}$$

となり，(24)において $\theta_0=0$ とおけば，(10)式にひとしくなることはいうまでもない。

6. 結　び

これで1本の ray に対して襟裳岬東岸の1点を対応させることができたわけである。以上は解析だけであるが，すでに筆者は襟裳岬に対して refraction diagram を画いているので，それを追求するに要する解析方法をここに示すのは意義あることと信じる。当然この解析は襟裳岬西岸にもあてはめられ，かつ $k<K$ の場合に拡張されなければならない。これは他日示すことにする。また大陸棚斜面における波の反射* を考えなければ，途中の曲線の形は考えなくてよく，(24)式のみでエネルギー分布の大局をつかむことができる。

* これはほぼ一様と見てよく，エネルギー分布の形には大きな影響を持たない。

文　献

1) 坂井英太郎 (1943): 変分法，共立出版株式会社

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 3 September 1961

元素の挙動に関する海洋化学的研究 V.

浦戸湾における海水中の無機リン含有量におよぼす陸水および底土の影響について*

今 井 嘉 彦**

Oceanographical Studies on the Behaviour of Chemical Elements–V

On the influences of land water and sediment upon the quantity of inorganic phosphate contained in the sea water of Urado Bay.

Yoshihiko IMAI**

Abstract: In Urado Bay, Kochi pref. Japan, Some chemical properties of sea water seem to be influenced with land water and sediment through the action of tidal current. Here, this point was tried to be clarified on the content of inorganic phosphate.

Surveying the vertical distribution of phosphate, the concentration of this element was higher in the upper layer and the bottom layer. Accordingly, the phosphate-minimum occurred in the middle depth.

The diurnal variation in the phosphate content was observed with the particular interest to the upper, middle and bottom layer. In the upper layer the chlorinity was always lower than in the bottom layer, indicating the higher degree of influence by land water. In the bottom layer the chlorinity is higher except at the time of ebb when it is lower, compared with the case of the middle layer.

The diurnal variation in the phosphate content was more evident in the upper and bottom layer than in the middle layer. The variations of formers were recognized somewhat similar to the tidal change, although there were found some discrepancies among them.

1. 緒 言

内湾水に含有する種々な元素のうちには，陸水の流入によつて含有量の増加するものが少なくないが，イオン状で溶出したり，種々な懸濁物として底土から海水に供給される元素も少なくない。したがつて，陸水の流入と底土の影響とは内湾水の諸性質を検討する上に特に注目しなければならないところである。とくに浅海においては，潮汐や強風などによつて容易に鉛直方向えの混合がなされ，底土から溶出して底層水に濃縮されている元素や種々な粒子状の物質が移動して，内湾水全体の含有量を増加させる現象がみられる。

陸水と底土は内湾水の生産力に多大の影響を与えているものとみられるが，その程度は主として内湾の地形的，気象的要因などによつて異なるものと思われる。また，内湾水では潮汐によつて陸水や底土の影響に相当な差を生じ，海水中の元素の分布が変動している。

そこでまず潮汐によつて陸水および底土の影響がどのように変化するかを明らかにしようとして，浦戸湾の海水中の無機リンを指示要素として検討し二，三の知見を得たので報告する。

2. 試料および分析方法

海水が強風などの気象擾乱によつて混合されることが少ない日を選んで，湾内の観測点 St. 315

* 1961 年5月1日受理（1959 年 10 月 日本化学会中国四国支部常会にて発表）

** 高知大学教育学部化学教室 Chemistry Institute, Faculty of Education, Kochi University.

(前報参照)[1] で1時間ごとに採水した。この観測点は観測中船舶による影響が少ない。

海水試料については塩素量および無機リンの分析を行ない，その分析値にもとづいて鉛直分布を明らかにし，陸水および底土の影響を検討した。

無機リンの定量は石橋，田伏[2][3]による方法を用いた。すなわち，海水 500 m*l* をとり，アンモニア水にて海水中のマグネシウムイオンを $Mg(OH)_2$ として沈殿させ，これを担体として無機リンを共沈させることにより捕集した。

その後，この沈殿物を遠心分離したのち塩酸に溶解し，溶液を 0.5 N の塩酸溶液の濃度と等しくなるように調整し，モリブデン酸アンモニウムを加え，生ずるリンモリブデン酸錯体を酢酸ブチルにより抽出した。

酢酸ブチル層は水層と分離したのち，無水硫酸ナトリウムで脱水し，新らしく蒸留した酢酸ブチルを対照として 310 mμ の波長で吸光度を測定した。吸光度の測定には島津 QB 型分光光度計を用いた。無機リンの量はあらかじめ作製しておいた検量線から求めた。

3. 結果および考察

1) 塩素量および無機リンの鉛直分布

分析の結果，塩素量は 15.69～18.95‰ で無機リンの含有量は 0.64～4.84 μg·atoms/*l* であつた。塩素量では各測定時を通じて表層が最も低かんで陸水の影響が大きく，かつ潮汐による変化が大きい。また 1～2 m層で塩素量の差がもつとも大きくなつており，この層に不連続層が形成される傾向があることを示している。2 m 層から底層までの変化は全体的にみると水深とともに次第に増加しているが，落潮時における測定，たとえば 16～18 時，3～4 時では底層水が中層水よりも低かんな場合もある。

無機リンは各測定時を通じて表層水で含有量が多く，水深とともに次第に減少する。しかし底層水では再び増加する傾向がみられる。このように，無機リンの鉛直分布から，表層水では陸水の影響により，また底層水では底土の影響によつてそれぞれ無機リンの含有量が多くなり，中層水では逆に陸水や底土の影響が比較的少ないので，無機リンの含有量も少なく，無機リンについては極小層*が存在することがわかる。したがつて，無機リンの極小層から表層までの海水では陸水の影響を，極小層から底土までの海水では底土の影響をそれぞれ概略的に知ることが可能であろうと思われる。

2) 潮汐による無機リン極小層の変化

上述のような無機リンの極小層は陸水や底土の影響が大きければ大きいほど顕著なものになると考えられ，これはまた表層水と底層水との混合状態によつても異なるものと思われる。すなわち，極小層が比較的表面に近い層において顕著である場合は底土の影響が著じるしい場合であり，逆に底層近くで顕著に形成されるときは，陸水の影響を強く受けた表層水のためであると考えることができる。また内湾水に流入する外海水の無機リン含有量はきわめて少ないので，この海水が湾内に流入する場合は中層水の無機リン含有量が少なくなり，そのために無機リンの極小層は陸水や底土の影響の大きさにかかわらず中層附近に形成されることになる。また強風などに伴なう海水の乱流によつて鉛直混合が著じるしい場合には，無機リンの含有量は表層水と底層水とで差が少なくなり極小層は消失するものと思われる。このように塩素量と無機リンの鉛直分布は内湾水の混合状況を推察する上に有力な手がかりになるものと思われる。

そこで，これらの想定のもとに，浦戸湾の海水における無機リン含有量に与える陸水および底土の影響を潮汐との関連において検討した。

Fig. 1 は各測定時における塩素量および無機リンの鉛直分布を示したものである。図から明らかなように各測定時を通じて無機リンの極小層がみられる。

さて極小層における無機リン含有量の消長は Fig. 2 に示すように比較的に変動が少ない。すなわち，16 時より翌日の11時までは大差がなく，12～14 時において僅かに高くなつていることが

* 鉛直的な無機リンの分布において最小値を示す層を極小層とする。

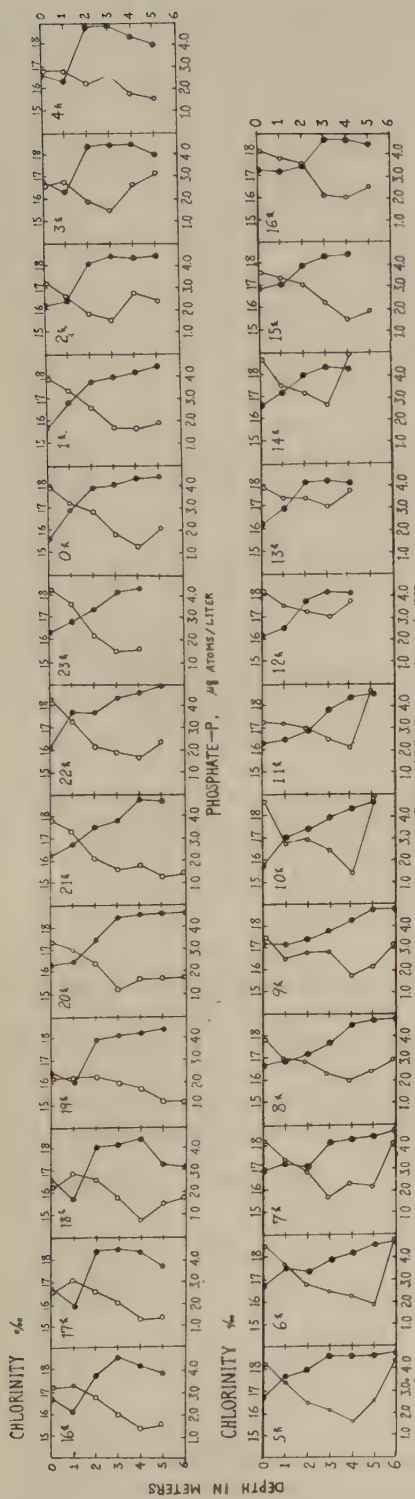


Fig. 1. Phosphate concentrations and chlorinities in Urado Bay; Open circles, phosphate-p, solid circles, chlorinity.

Fig. 2. Diurnal variation of phosphate concentrations in-surface layer, bottom layer and "phosphate-minimum layer" in Urado Bay Aug. 16~17, 1958. ●: Surface water, ◉: Bottom water, ○: "phosphate minimum layer".

わかる。

このように，無機リンの極小層における含有量の変化が少ないことは，この観測地点では潮汐によつて無機リンの極小層の深さが変化するが，常に中層水に外海水の影響を強く受けた無機リン含有量の少ない海水が存在していることを示しているものと思われる。

3) 表層水および底層水と，無機リン極小層との無機リン含有量の差の値について

つぎに，無機リン極小層と表層水および底層水との無機リン含有量における差の値をそれぞれ求め，その値の日変化を検討してみた。なお，このような無機リン含有量の差は潮汐と密接な関係があるので，この位置での潮汐を明らかにする必要がある。したがつて，この観測位置での潮汐を任意に定めた標柱で水深の変化を観測することによつて判定した。このようにして求めた潮汐と，極小層をもとにして求めた表層および底層水における無機リン含有量の差の値との関係について述べる。すなわち，表層水と極小層との無機リン含有量の差は，Fig. 2 に示したように周期的な変化がみられ，張潮の場合はその含有量が少なく，落潮では逆に増加する傾向がみられる。たとえば 16～23時では無機リンの最高と最低値を示す時刻が満潮および干潮の時刻と一致している。しかし0時からは次第にこの傾向がくずれ，満潮および干潮の時刻よりも無機リンの最高および最低値を示す時刻が早くなつている。

また極小層と底層との無機リン含有量の差は，16～1 時では差が大きくないが，2～16 時では6時，10 時，14 時にそれぞれ高い値を示す周期変化がみられる。

このように，本湾における無機リンの消長は潮汐による影響をうけつつも，必らずしも潮汐の時刻と一致しない場合がある。このことは複雑な海水の流動によるもので，山本[4] により報告されているように，本湾の表層水と底層水において流向および流速が異なることもその原因の一つであろうと思われる。

以上のことから海水中の無機リンに与える陸水および底土の影響を推定すると，(1) 本湾の表層水では落潮から干潮の時刻において陸水の影響が強く，無機リン極小層と表層との無機リン含有量の差が大きくなる傾向があると推察される。しかしこのような無機リンの消長と潮汐の時間的な変化とは一致しない場合もみられるが，全体的には無機リンの消長は潮汐の変化とかなり似ている。(2) 底土が底層および中層水に与える影響は，張潮から満潮にかけて大きくなるものと思われる。すなわち，底層水の流動は，落潮から干潮時に水深が浅くなることにより著じるしくなるものと予想されるが，底層水の鉛直混合が潮汐に対応して充分に行なわれないために，底層水と極小層との無機リン含有量の差が大きくなるのは潮汐よりもかなりおくれることになるものと思われる。

本研究を行なうに当り，終始御指導と御鞭撻を賜わつた京都大学名誉教授石橋雅義博士，および高知大学教授山本広志博士に深謝致します。

文　献

1) 今井嘉彦 (1960)： 元素の挙動に関する海洋化学的研究　日本海洋学会誌 **16**, 134.
2) 石橋雅義・田伏正之 (1957)： リン酸の定量分析 7 分析化学 **6**, 7.
3) 石橋雅義・田伏正之 (1959)： リンモリブデン酸錯体抽出法によるリン酸の吸光光度定量法，分析化学, **8**, 588.
4) 山本広志 (1958)： 本邦内湾の海洋化学的研究 1 日本海洋学会誌 **14**, 25.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 3, September 1961

海洋魚における無機化学成分の研究 XII

海洋魚におけるマンガンの分布について*

今西 襄

Studies on the Inorganic Chemical Constituents of Marine Fishes XII

On the Distribution of Manganese in Marine Fishes

Noboru IMANISHI

Abstract: The distribution of manganese in several marine fishes was investigated (shown in Table 1). Manganese was determined by a polarographic method using NH_4Cl and NH_3 as a supporting electrolyte.

The amount of manganese is largest in such inner organs as stomach, liver and spleen, less in flesh and lest in such hard parts as gills, heads and bones (shown in Table 2). Manganese is known as an element playing an important role in living bodies, but it is strange that manganese content is comparatively low in ovary and testes, and high in stomach and intestine.

The above conclusions were derived from the average quantities of manganese in several fishes, but in individual cases some specialities were found: namely, in the stomach and liver of Lophius litulon (Ki-ankô), one of deep-sea fishes, the content of manganese amounts to only a fifth to a seventh of that in other fishes; gills of Pneumatophorus japonicus (Hon-saba) cotain seven times as much manganese as others; and in Katsuwonus pelamis (Katsuo) red flesh has more manganese than white one.

マンガンは生体内において種々重要な役割を演じておることは周知の事実であるが，著者は「かつお」，「ごまさば」，「ぶり」，「まあじ」などの回遊魚および，「まだい」，「きあんこお」などの深海魚におけるマンガンの分布について研究した。

1. 試料および処理法

既報[1)2)3)]に譲る。

2. 分析法

乾式灰を硝酸に溶かし，陽イオン交換樹脂に通じて交換吸着せしめた陽イオン中，酢酸アンモニウムによつて溶離せられる部分にマンガンは含まれる（詳細は既報[4)]に譲る）。

このままの溶液ではマンガンのポーラロ波は得られないので，支持塩を NH_4Cl–NH_3 に変換するためと，さらにマンガンを濃縮する目的において次の分析法を行なつた。

酢酸アンモニウムによつて溶離せられる部分には，マンガンの他に主としてカルシウム，マグネシウムその他微量の銅，鉛，亜鉛などが含まれる。したがつてポーラログラフによつてこれら銅，鉛，亜鉛を定量した残液を試料とすることもできる。

カセイソーダ（約 2N）溶液を加えて，水酸化カルシウムおよび水酸化マグネシウムの沈殿の適当量が生ずる程度に至らしめる。試料中にカルシウム分の少ない場合は，別に塩化マグネシウム溶液を加えて水酸化マグネシウムの沈殿を生ぜしめる。マンガンはこれらの沈殿と共沈する。なお亜

* 1961 年5月 15 日受理
** 高知大学文理学部化学教室 Chemical Laboratory, Faculty of Literatutre and Science, Kochi University.

Table 1. The distribution of Mn in marine fishes

g. atom $\times 10^5$ per 1 g ash	Katsuwonus pelamis 〔Katsuo〕	Pneumatophorus tapeinocephalus 〔Gomasaba〕		Pneumatophorus japonicus 〔Honsaba〕	Seriola quinqueradiata 〔Buri〕	Trachurus trachurus 〔Ma-aji〕		Chrysophrys major 〔Madai〕	Lophius litulon (Deep-sea fiish) 〔Ki-ankô〕
		Spring fish	Autumn fish			Large fish	Small fish		
1.00			Liver (1.34)	Gills (1) (1.38) Stomach (1.19)	Stomach (1.08)	Liver (2.11)			
0.50	*Flesh(r) (0.65) Liver (0.52)	Spleen (0.57)			Pancreas (0.76)	Pylo. coeca (0.52)			
0.40	Gills (0.41) Heart (0.38)	Flesh ♂ (0.41)		Pylo. coeca (0.40)	Spleen (0.47) Flesh (back) (0.44)				
0.30					Flesh (belly) (0.39) Eyes (0.35) Pylo. coeca Liver (0.32)	Head (0.35) Stomach (0.34)	Inn. Organs (0.38)	Flesh (0.33)	Aome-eso (0.36) Ovary (0.30)
0.20	**Flesh(w) (0.24) Bone (0.22)	Stomach ♀ (0.29) Ovary (0.25) Testes (0.23) Liver (0.20)	Stomach (0.29) Pylo. coeca (0.28) Flesh Blood (0.22) Head (0.20)	Flesh (3) (0.20)	Ovary (0.23)	Gills (0.21)		Gills (0.22)	Gencho (0.25)
0.10	pyloric coeca (0.17)	Stomach ♂ Flesh ♀ (0.16) Pylo. coeca ♂ (0.11)	Heart (0.17) Gills (0.12)	Flesh (2) (0.18) Gills (2) (0.12)	Gall-bladder (0.17) Scale, Tail (0.11)	Tail (0.10)	Flesh (0.18) Bone (0.15)	Fin (0.13) Scale (b) (0.12) Bone, Fyes (0.11)	Pylo. coeca (0.19) Gills (0.15) Head (0.12) stomach (0.10)
		Bone ♂ (0.07) Head ♀ (0.04) Eye (0.00)	Testes (0.09) Bone (0.08)		Bone (0.09) Gills, Head (0.06) Testes (0.01)	Bone (0.09) Scale (0.07) Flesh (trace)		Scale (w) (0.03)	Liver (0.06) Bone Flesh (0.05)

* Flesh (r)···· red flesh, ** Flesh (w)····white flesh, —— under lined····deep-sea fishes

鉛が多量に共存する場合は，マンガン波にあまり良い影響を与えないが，カセイソーダ処理によってこの大部分は除かれる。

ここに生じた沈殿を遠心分離し，少量のカセイソーダ溶液にて洗浄する。ついで塩酸を加えて沈殿を辛じて溶解せしめ，塩化アンモニウム，アンモニアおよびゼラチン溶液を加えて一定容量となし，塩化アンモニウム，アンモニアについては1化学式量/l，ゼラチンについては 0.02% 溶液とする。この溶液をポーラログラフにかける。マンガンの半波電位は液の pH または共存する亜鉛の量によつて多少の変化はあるが，水銀池に対して負の 1.6 ボルト附近である。

塩化アンモニウム—アンモニアを支持塩とするマンガンのポーラロ波は，マンガンの微量の時は正常なS字形を示さず作図的に困難をきたす。しかしマンガンの濃度と波高との関係を示す単品，共存曲線はともに直線性を示し，かつ零点を通過する。このことを利用して原試料にマンガンの標準液の種々量を加えてそれぞれの波高を求め，直線外挿法を適用して微量のマンガンを定量することができた。

3.　結果および考察

マンガンは海洋魚における微量金属成分中，銅，鉛などとともに最も少ない組に属する。

Table 1 は「かつお」，「ごまさば」，の春，秋魚，「ほんさば」，「ぶり」，「まあじ」の大魚，小魚，「まだい」および「きあんこお」に含まれるマンガンの量位を示す表である。表中の数字は灰分1グラム当りのマンガンのグラム原子数を示す。

この表において，マンガンの 0.30×10^{-5} グラム原子以上を含む領域を見ると，胃(腸を含む)，幽門垂，肝臓その他膵臓などの内臓諸器官および肉が存在する。すなわちマンガンはこれらの部分に濃縮せられることが判る。

骨，頭，「えら」などの硬質部分は，この表の下部に多く存在する。すなわちマンガンの含有量が少ないことを示す。非常な例外を除いて，これらの部分におけるマンガン量の平均値を求めると，Table 2 のような順位が得られる。

すなわち内臓諸器官としては，胃腸，肝臓に特に多く，ついで肉の部分に，硬質部分には最も少ない。

Table 2.　Average quantity of manganese in parts of marine fishes.

Order	Name of part	Average quantity of Mn g. atom$\times 10^5$ per 1 g. ash
	Spleen	0.52
1	Stomach	0.49
2	Liver	0.43
3	Flesh	0.31
4	Pyloric coeca	0.29
	Ovary	0.26
5	Gills	0.19
6	Head	0.15
7	Bone	0.11
	Testes	0.11

脾臓におけるマンガンの量は「ごまさば」と「ぶり」の2魚の平均値であるので，一般的には論ぜられないが胃腸より上位となり，最もマンガンに富むことを示す。肝臓の場合はマンガンの最も多い「まあじ」(大魚) を除いた，6 魚種の平均値であるが，胃腸とほぼ同程度のマンガンを含む。肉の場合は 10 魚種の平均値を示す。幽門垂は7魚種の平均値であり，胃に近接する器官でありながら胃腸より少ない。硬質部分において，「えら」は「ほんさば」を除いた5魚種の平均値であるが，硬質部分としては最上位である。ついで頭，骨の順に含有量は減少する。

マンガンは愛情元素といわれておるが，卵巣および精巣には比較的少なく含まれる。しかして卵巣は精巣よりマンガンに富む。この場合卵巣は3魚種，精巣は2魚種の平均値であるので，直ちに一般的な結論とすることはできない。

以上は平均値より見た一般的傾向であるが，個々の場合を見るとそれぞれ特異性を示す場合がある。すなわち胃腸において，深海魚である「きあんこお」は平均値の僅かに 1/5 しかマンガンを含まない。また肝臓においても，「きあんこお」の場合平均値の 1/7 に達しないことは，深海魚としての特徴であるかも知れない。「えら」は一般に

マンガンに乏しい部分であるが，「ほんさば」の「えら」(1) においては平均値の約7倍に達し，同じく「えら」(2) においては平均値にほぼひとしい。これは外形，体重のほぼひとしい魚について得られた結果であるので，個体差と見ることができる。この個体差は他の成分においても見られることがあつて，外見的には同じような魚体でありながら，真の成長度に差があることによるのかも知れない。「かつお」の肉において，赤身は白身に比較して約 2.5 倍量のマンガンを含む。しかし「ぶり」における脊肉と腹肉とにおいては，ほとんど同量のマンガンが含まれる。眼の部分については，マンガンは「ぶり」に最も多く，ついで「まだい」に，「ごまさば」には含まれない。その平均値は 15×10^{-5} グラム原子となり頭部の平均と一致する。

この研究にあたつて終始御指導を賜わつた京都大学名誉教授石橋雅義博士並びに，魚類について御教示を得た高知大学蒲原稔治博士に深甚の謝意を表する。

(日本化学会第 14 回年会にて発表)

文　献

1) 今西　襄 (1960): 日海誌, **16**(1), 15.
2) ———— (1960): Ibid, **16**(4), 16.
3) ———— (1961): Ibid, **17**(2), 101.
4) ———— (1960): Ibid, **16**(2), 39.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 3, Septemder 1961

寄　　稿

ナンセン転倒採水器用の新メッセンジャーについて*

赤松　英雄**・小泉宗三郎***

従来各層観測用のナンセン転倒採水器に使用されているメッセンジャーは長さ 7 cm，直径 2.7 cm，重量 300 g のもので，ワイヤーの傾斜が 55°～60° 程度になるとメッセンジャーが落下せず，海洋観測が不可能になる。一般にワイヤーが傾斜する場合風速大なる場合と表面流大なる場合，および両者が合成された場合で，その最大傾斜は通常 60° を越すことは珍しくない。今ワイヤーの傾斜角度 φ とすればワイヤー方向にメッセンジャーを落下させようとする力は $mg\cos\varphi$ であつて，$\varphi=60°$ ともなれば 1/2 mg となるからメッセンジャーの重量を従来のものの 2 倍にし，長さ 9.5 cm，直径 3.5 cm にした。またワイヤーの接触面積をへらすため上下両端に鋼製のリングを入れることにより摩擦を極度に減らした点にある。1961 年 2 月凌風丸による本州東方海域の海洋観測の際，ワイヤーの傾斜が 65° に達した場合がしばしばあつた。このような場合，従来のメッセンジャーを落下させても海面に着く以前に停止するか，また幸いに第一番目の採水器に致達し得たとしてもその衝撃力が小さすぎて採水器を転倒させ，また採水器下端に取り付けられた第 2 のメッセンジャーを落下させることはできず，止むなく一旦降下させた一連の採水器を何らの資料も得ることなく巻揚げる場合が多かつた。本試作メッセンジャーは充分これらの欠点を除き，実用に供し得ることを実証した。したがつて凪の場合でも従来黒潮強流帯付近での各層観測はワイヤーの傾斜大のため困難をきわめ，時には観測も断念せざるを得なかつたが，今後は特別に操船することなく可能となつた。なお本メッセンジャーはたとえば，100 m，150 m，400 m，500 m，600 m，800 m，1000 m，……の 1 シリーズについてその表面付近の傾斜が 65° の場合，通常 500 m 層以浅のみ本メッセンジャーを使用し，それ以深部は従来のものを使用すれば良い。

本試作品は気象研究所南日博士の御指導を得て完成したものでここに記して感謝の意を表す。

* 1961 年 4 月 27 日受理
** 気象庁海洋課
*** 気象研究所

録　　事

1. 評議員会議事録

（1） 5 月評議員会

日　時: 昭和 36 年 5 月 16 日　13.30～15.30

場　所: 気象庁第一会議室

出席者: 庄司，中野，須田，宇野木，星野，平野，宮崎，佐々木，菱田，半沢，丸茂（順序不同）

報告および決定事項

a) 20周年記念事業委員会経過報告．これについて寺田委員長に代り，半沢評議員から報告があつた。

b) 20周年記念事業委員会の編集委員について．中野評議員から学会誌編集委員とは別にし，かつ人員を増加したい旨の発言があつた。具体的には，中野評議員が寺田委員長と相談してきめることになつた。

c) 佐々木評議員が，佐々木，宮崎評議員のほかに平野評議員，渡辺精一氏，永田正氏を選挙管理委員として推せんし承認された。

会長，副会長の選挙締切日は 6 月 5 日とすることに決つた。

d) 幹事の事務分担について．幹事の事務分担については，4 月の評議員会の線が確認された。各部の委員長がつぎの通り決つた。

菱田(編集)，庄司(会計)，半沢(会合議事)，宇田(企画)，日高(渉外)，寺田(国内学会との連絡)，佐々木(選挙事務，名簿)，平野(図書)

e) 交換図書希望について．2 カ所から希望があり処理した。

f) 新入会員について．下記 2 名の入会が承認された。

小野忠顕（東京水大)，角皆静男（東京教大)

g) 学会誌の編集について．菱田編集委員長から本年度の編集方針が示された。編集委員長の推せんにより編集委員がつぎのとおり決つた。

委員長—菱田評議員，委員—南日，宇野木，梶浦，宇田，星野各評議員，杉浦吉雄氏，森田良美氏，市村俊英氏

h) 学会誌に関する小委員会の設置について．学会誌のあるべき性格については，過去の評議員会においても再三議論されてきたが必らずしも明瞭な結論を出していない。これに対し，小委員会を設け，学会誌をどのような性格にすべきかを綜合的に検討することになつた。企画委員が 6 月の評議員会までに編集委員長を含む小委員会のメンバーを決定することになつた。

（2） 6 月評議員会

日　時: 昭和 36 年 6 月 13 日

場　所: 気象庁

出席者: 南日，須田，菱田，中野，宇田，星野，庄司，梶浦，半沢，宇野木，寺田（順序不同）
オブザーバー　三好，淵

報告および決定事項

a) さきに決定された 10 月 25～28 日前後の 20 周年記念事業は，ユネスコ国際会議などの関係で 11 月 8 日前後に変更することが諒承された。

b) 下記の 7 名の入会が承認された。

野口　岩男（水　路　部）
西田　浩児（第一管区海上保安本部）
中林　修二（　〃　）
部屋　寛二（　〃　）
和田　昭夫（北海道大学）
木村　政昭（東京水大）
蓮沼　啓一（東京水大）

c) 財団法人偕成会よりの学術奨励金募集があつた旨報告された。

d) フルブライト委員会より留学生募集があつた旨報告された。

e) 会長選挙の結果，会長には日高氏が副会長には宇田氏と速水氏が選出された。

開票結果

会　長　当選　日高(20票)　副会長　当選　宇田(12票)
当選　速水(11票)
次点　宇田(3票)　次点　三宅(7票)

f) 文部省より 12 万円の助成金があつた旨報告された。

g) 学会図書の増刷については 300 部位行なうことにし，庄司委員に一任することになつた。

h) 学会誌の編集について　論文の制限を 10 ページから 12 ページにすること，図版の制限をなるべくゆるめること，寄稿にも別刷を出すこと（50部）が諒承された。

i) 学会誌の編集について　企画委員会の報告が，宇田委員よりあり，特別企画委員会の設置について，詳しい報告があつた。これについて，種々討論が行なわれたが，結局，特別企画委員会でアンケートを

求め，今後の方針をきめて動きだすことがきめられた。特別企画委員会のメンバーについては，20名を目標によく検討して，次回できめることになつた。

j) 20周年記念業事の際，功績のあるものの表彰を考えるようにという希望の表明があつた。

(3) 7月評議員会

日 時: 昭和 36 年7月 11 日

場 所: 気象庁

出席者: 日高，宇野木，庄司，中野，須田，岩宮，半沢，増沢，平野，梶浦（順序不同）

報告および決定事項

a) 海洋研究所設立について（日高）

現在までの進行状況につきくわしい報告があつた。東大付置がきまり，目下，東大内に関係者の委員会を設けて予算その他をつくつている由である。

b) 20 周年記念事業について（半沢）

寄付金の免税措置等につき，目下とられている方途の説明があつた。

c) 新入会員について（半沢）

次の各氏の入会が承認された。

角田 道生 （日本原子力研究所）
伊藤 直次 （日本原子力研究所）
武原丈三郎 （神奈川県衛生研究所）

2. 月 例 会

(1) 6月例会（昭和36年6月13日，於気象庁）

講演:(1) チリ地震津波(IV)‥三好 寿(東京水大)
(2) つりあいうきによる三陸沖の深層流測定結果‥南日俊夫，渡辺 明(気象研究所)

(2) 7月例会

日時: 昭和36年7月11日(火曜日) 13.30～16.00

場所: 気象庁内気象研修所東京教室

講演: 1. 赤道海流系の非線型理論
日高孝次（東京大学理学部）
2. 簡易津浪検潮計
寺本俊彦（東京大学理学部）

3. お知らせ

第8回「風に関するシンポジウム」がつぎの要領により開催されますからお知らせします。

1. 日時: 昭和36年11月14日(火) 1000～1700
2. 場所: 東京都北区西ヶ原町2の1 農業技術研究所講堂

4. 日本海洋学会 20 周年記念事業計画について

日本海洋学会 20 周年記念事業計画については寺田委員長，組織委員，実行委員の努力により着々計画がすすめられているが，目下かたまつている行事予定は次のごとくである。

(1) 日本海洋学会 20 周年記念大会

a) 記念大会（昭和36年11月8日，0900～1000，国際文化会館）

b) 研究発表会 (11 月8日，1000 ～ 1700; 9日，0900～1700，場所同上)

c) 大気海洋間エネルギー交換シンポジウム（日本気象学会と共催）
(11 月9日，1800～2100，場所同上)

d) 国際海洋シンポジウム* (11 月 10日，0900～1700; 11日，0900～1200，場所同上)
部門: 地球物理・地質，物理・化学，生物・水産，測器・資料

(2) こんしん会(11月8日，1800～2000，場所同上)

なお，外人著名海洋学者招待の手続，映画関係のプログラム，展示会，記念出版物などについても各担当委員の手もとで着々準備がすすめられている。この大事業を行うためには各方面の寄付が必要であるが，募金の手続については日本学術振興会のなかに記念事業委員会が設立され，そこに払込が行われることになつた。

* このシンポジウムは，はじめ国際深海シンポジウムとする予定でしたが，その後種々の事情によりもつと対象をひろめて国際海洋シンポジウムとすることになつた。

R.L.S.

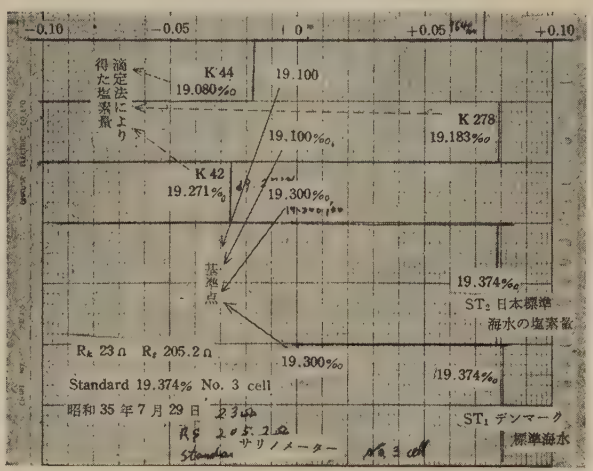
RIGO-SALINOMETER

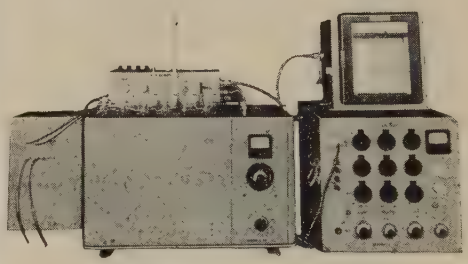
気象庁御指導　特許出願中

海水の電気伝導度を測定して塩分を算出し塩検に代える企は古からあり各所で試作されて来ましたが1956年 Woods Hole 海洋研究所で新しい構想のもとに電気伝導度塩分計を完成し次第に英米の塩検はこの装置を使用する方法に変りつつあります。

弊社に於きましてもこの度気象庁の御指導により RIGO-SALINOMETER を完成致しました。

本装置による測定例





RIGO-SALINOMETER

	塩素量	基準点	記録	サリメーターの読み	補整値	塩素量補整値
ST_1	19.379	19.300	+0.081	19.381	19.379	0.000
ST_2	19.374	19.300	+0.078	19.378	19.376	−0.002
K42	19.271	19.300	−0.026	19.274	19.272	−0.001
K278	19.180	19.100	+0.079	19.179	19.177	+0.003
K44	19.080	19.100	−0.017	19.083	19.081	−0.001

補整値＝サリノメーターの読み＋(標準海水の塩素量−標準海水の読み)

例: K42　　19.271＝19.274＋(19.379−19.381)

＝19.274＋(−2)

基準点はサリノメーターの Cl ダイアルにて求める。

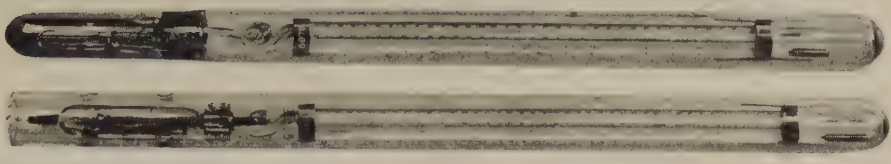
株式会社 離合社

本　社　東京都千代田区神田鍛冶町1ノ2　TEL. 神田 (251) 0458, 0773, 1513, 4813, 7407

大阪営業所　大阪市北区北同心町1ノ15　TEL. 堀川 (35) 8019, 7346

工　場　東京——浦和

Reversing Thermometer



DEPTH 10,000 M

Protected
−1～3°C in 0.02 deg.
Unprotected
25～60°C in 0.1 deg.
pressure coeff. $< 0.07°C / \frac{kg}{cm^2}$

WATANABE KEIKI MFG. CO., LTD.

114 Higashikata-machi, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan
Cable Address: STWKEIKI Tel. Tokyo (921) 0044, 5954

水路測量と土質調査

Hydrographic Survey and Marine Geological Survey

SANYO Hydrographic Survey Co., LTD.

業務 深浅測量，底質土質調査，国土保全測量調査，海洋資源開発測量調査
防災工事測量調査，マイルポストの測量，航海保安に必要な調査，海底ケーブル沈設測量調査，潮汐，潮流，海流，波浪の観測
一般海洋観測調査，その他一般海事関係の観測調査および関係業務の技術，科学的研究

特色 高性能の精密計測機の整備拡充
元海上保安庁職員をもつて組織する優秀なる我国唯一の技術陣
総代理店(連絡先)は全国的組織網を持つ三井物産 K.K の本，支店出張所

三洋水路測量株式会社
東京都港区芝田村町4丁目4番地
電話 (431) 1355

T.S.K. 株式会社 **鶴見**

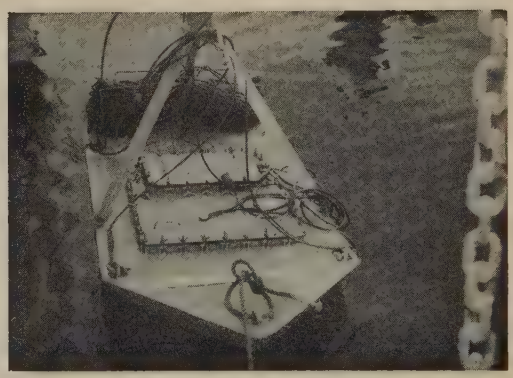
THE TSURUMI SEIKI

No. 1506, TSURUMI, TSURUMI-

The Synthetic Maker
Instrument and the

T.S.-RBT. RADIO CURRENT

CURRENT METER. RADIO TRANSMITTER. BATTERY



BUOY FLOATING ON
THE SURFACE

最近郵政省電波管理局許可分

関第	18186	九第	6749
周波数	1690 kc		1690 kc
出力	0.5 W		2 W
有効利用範囲	5 km		20 km

株式会社 鶴見精機工作所
電話 鶴見(5)2028・6656

精機工作所

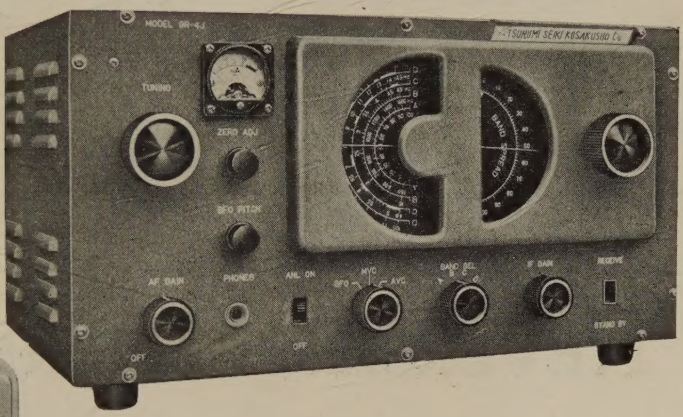
KOSAKUSHO CO., LTD.

KU, YOKOHAMA, JAPAN

of the Oceanographic
Marine Instruments

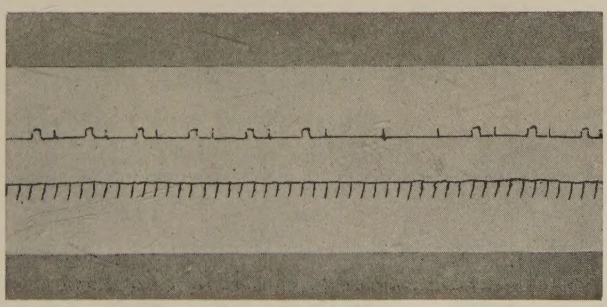
METER TYPE—B

RADIO RECEIVER



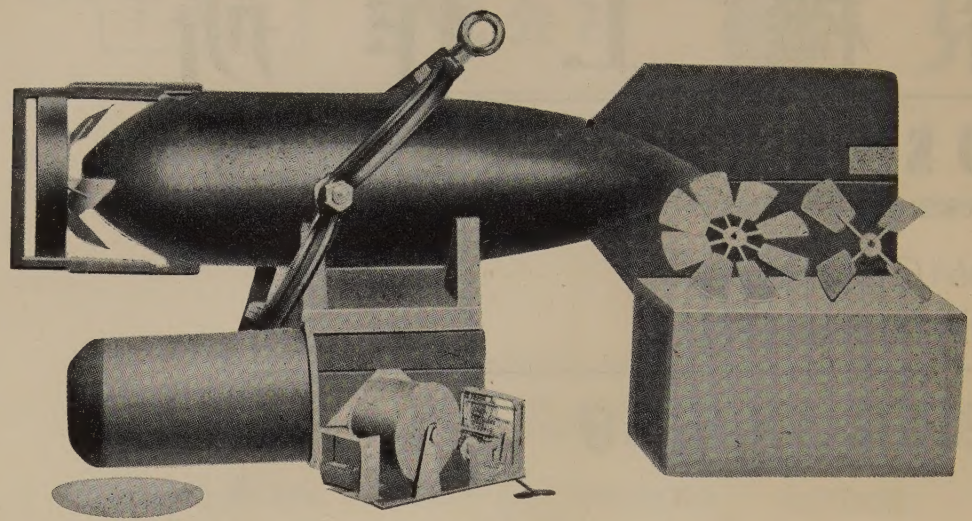
DIRECTION & VELOCITY RECORDER

A PART OF RECORDS



岩宮測器研究所

所長　岩宮政雄



（小野式自記流速計）

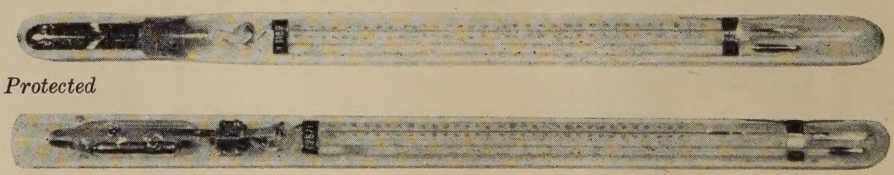
営業品目

小野式自記流速計　自記水位計
土圧計　フース型検潮器
遠隔指示水位計
自記波高計　自記波圧計
階段抵抗式波高計　その他海洋観測諸計器

協和商工株式会社

東京都豊島区椎名町１丁目1804番地
電話 (951) １８５８・８１４７番

REVERSING THERMOMETER



Protected

Unprotected

Patented parallax-free back scale, opal glass back sheath enable precise measurements.
Write for details

KYS *Yoshino Keiki Co.*

1-14, NISHIGAHARA KITA-KU
TOKYO JAPAN

[Standard Thermometer
Precise Thermometer
Mercury Barometer
Hydrometer]

Announcement for foreign members

Beginning from the 1959 fiscal year, namely from April 1, 1959 (Volume 15, No. 1), the annual foreign membership dues of the Oceanographical Society of Japan will be U.S. $ 2.50 (¥ 900).

Please make remittances payable to and send direct to:—

The Oceanographical Society of Japan
c/o Geophysical Institute,
University of Tokyo
Yayoi-cho, Bunkyo-ku
Tokyo, Japan.

Annual dues for foreign members who are now in Japan and wish to receive the Journal at their present addresses in Japan will be ¥ 600.

昭和33年12月の役員会において，昭和 34 年度より日本人会員で目下，外国にあり雑誌を自分が現在いるところに送つてもらいたいものの会費を米貨2ドル50セント（邦貨900円）に改訂することが決められましたので御承知下さい。なお在外日本人で雑誌の留守宅送付を希望する向の会費は在来通り600円です。

昭和 36 年 9 月 15 日 印刷
昭和 36 年 9 月 30 日 発行　日本海洋学会誌　第 17 巻 第 3 号

定価 ¥ 200　送料 ¥ 40

編集者　菱田耕造

発行者　日本海洋学会
東京大学理学部地球物理学教室内
東京都文京区弥生町
振替番号：東京 173123

印刷所　株式会社 国際文献印刷社
東京都新宿区山吹町184

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

BOARD OF EDITORS

Editor-in-Chief	Kozo HISHIDA	Meteorological Research Institute
Assistant Editors	Michihei HOSHINO	Hydrographic Office
	Shun-ei ICHIMURA	Tokyo University of Education
	Kinjiro KAJIURA	University of Tokyo
	Yoshimi MORITA	Tokyo University of Fisheries
	Tosio NAN'NITI	Meteorological Research Institute
	Yoshio SUGIURA	Meteorological Research Institute
	Michitaka UDA	Tokyo University of Fisheries
	Sanae UNOKI	Meteorological Research Institute

* * *

The JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN is a medium for the publication of original paper in oceanography and closely allied fields. It is published quarterly by the Oceanographical Society of Japan. The annual dues for the types of membership available in the Society are: Domestic Member ¥600, Oversea Member $2.50 (¥900), and Sustaining Member ¥5000. The subscription price of the Journal is ¥800 per year to nonmembers. Foreign subscription carry an additional charge for postage $1.00 (or equivalent amount in Japanese currency according to the prevailing official rate of exchange).

Subscribers are requested to make remittance payable to the Oceanographical Society of Japan. Subscription orders, claims for missing numbers, change of address, and other business correspondence should be addressed to the Oceanographical Society of Japan, c/o Geophysical Institute, University of Tokyo, Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.

* * *

Information for contributors

1. Authors must be, in principle, members of the Oceanographical Society of Japan, but there is no objection if co-authors are non-members.
2. The date of receipt of a manuscript is when the editorial board receives it. The manuscript should be one which has been read at an open meeting and has not been printed elsewhere. The reading of the manuscript at an annual or a monthly meeting of the Oceanographical Society of Japan is desirable. The manuscript should be provided with the date, the name and the place of the meeting at which it was read. Every manuscript should be sent *directly* to **the Oceanographical Society of Japan, c/o Geophysical Institute, the University of Tokyo; Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo Japan.**
3. All contributions to the Journal should be written in Japanese or in occidental languages. In the latter case, English language is desirable.
4. The manuscript must be clear and brief, and its length should not exceed **12** pages when printed in the Journal. This nearly corresponds to 30 double-spaced typewritten pages including figures and tables. The author is requested to pay page charges ($5.00 per page) necessary for printing the **exceeded** pages. All manuscripts should be prepared with special attention to following articles.
   (a) All manuscripts should be typewritten with double-space.
   (b) Title, author's name and affiliation are required at the beginning of each manuscript.
   (c) Each figure must be drawn in black ink or Indian ink for direct photographic reproduction. The original drawing, particularly characters and symbols for the lettering of illustrations, should be large enough to remain clearly legible when reduced.
   (d) Figures and tables should be confined to necessary ones. The author might be requested to pay charges necessary for printing them when they are particular.
   (e) Each figure and table must be provided with an adequate legend.
   (f) Mathematical formulae in the manuscript should be written clearly with a wide space above and below each character.
   (g) References should be grouped at the end of the paper and arranged alphabetically by authors' name. Ex. SHINKAI, TARO (1960): On the fluctuation of the Kuroshio. Jour. Oceanogr. Soc., Japan, **16** (5), 250–260
5. The editorial board of the Journal might revise or request the author to revise the submitted manuscript. A manuscript which is against the above mentioned articles will not be accepted.
   The author must read, in principle, the galley proof.
6. The author (or authors) of each article will receive a total of 50 *free* reprints (with covers). Additional reprints with or without covers may be ordered by authors when galley proofs are returned at the cost of printing (including postage).
7. The scheduled date of publication of each number of the Journal are as follows:
   No. 1 Mar. 31, No. 2 Jun. 30, No. 3 Sep. 30, No. 4 Dec. 31